PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 10. | 15. Februar 1903. Redaktionsschluss für No. 11 am 18. Februar 1903. | 4. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

L. Boltzmann, Über die Form der Lagrangeschen Gleichungen für nichtholonome, generalisierte Koordinaten. S. 281.

A. Schmidt, Lichtbrechung und Farbenzerstreuung in der Chromosphäre. S. 282.

C. Runge und J. Precht, Die Stellung des Radium im periodischen System nach seinem Spektrum. S. 285.

J. W. Giltay, Verbesserte Apparate zur Demonstration der Lichtempfindlichkeit des Selens. S. 287.

B. Davis, Die elektrische Leitfähigkeit und Energieabsorption bei der elektrodenlosen Entladung. S. 289.

G. Di Ciommo, Über die ionisierende Kraft einiger nichtleitenden organischen Flüssigkeiten. S. 291.

G. C. Schmidt, Über die Emanation des Phosphors. S. 293.

J. C. Mc Lennan, Induzierte Radioaktivität, die in Luft am Fusse eines Wasserfalles erregt wird. S. 295.

K. R. Johnson, Zur Kenntnis der Vorgänge in einer Holtzschen Maschine. S. 298.

Besprechungen:

E. Wiedemann, Über Luminiszenz. S. 302.

J. Bosscha, Lehrbuch der Naturkunde. 4. Band. S. 303.

C. Musmacher, Kurze Biographien berühmter Physiker. S. 303.

F. W. Küster, Logarithmische Rechentafeln für Chemiker. 3. Aufl. S. 304.

L. Mathet, Lehrbuch der photographischen Chemie. 2. Aufl. 1. Band. S. 304.

E. Vogel, Taschenbuch der praktischen Photographie. 10. Aufl. S. 304.

Tagesereignisse. S. 304.

Personalien. S. 304.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Form der Lagrangeschen Gleichungen für nichtholonome, generalisierte Koordinaten.[1])

Von Ludwig Boltzmann.

In einer Abhandlung[2]), welche zur Aufklärung der Eigenschaften der von Helmholtz in die Wissenschaft eingeführten monocyklischen Systeme beitragen sollte, habe ich die Lagrangeschen Gleichungen auf ein ganz spezielles mechanisches System angewendet. Ich bemerkte erst später, dass die Koordinaten, durch welche ich die Lage der Teile des Systems damals bestimmte, zur Klasse derjenigen gehörten, welche man später als nichtholonom bezeichnete; (d. h. sie vertreten nicht holonome Bedingungsgleichungen.) Die Anwendung der Lagrangeschen Gleichungen auf dieses System führte zwar in der genannten Abhandlung nirgends zu einem fehlerhaften Resultate, aber ich bemerkte doch bald, dass, wenn die Koordinaten nichtholonom sind, die Anwendung der Lagrangeschen Gleichungen im allgemeinen nicht mehr gestattet ist.

Die Zusatzglieder, welche zu den Lagrangeschen Gleichungen hinzutreten müssen, damit dieselben auch in diesem Falle gültig sind, können genau nach der Methode gefunden werden, nach welcher Lagrange die nach ihm benannten Gleichungen ableitete, ohne dazu die Variation bestimmter Integrale zu benutzen.

Die rechtwinkligen Koordinaten x_i und die verallgemeinerten p_h, welche die Lage sämtlicher Teile eines beliebigen mechanischen Systems verbinden, seien durch die Gleichungen verknüpft:

$$dx_i = \xi_i dt + \Sigma^h \xi_i^h dp_h,$$

wobei der Ausdruck rechts für gewisse i das vollständige Differential einer Funktion der p allein oder der p und t, für andere aber nicht integrabel sein kann. X_i sei in dem bekannten Sinne die Kraft, welche in der Richtung der Koordinate x_i, P_h die, welche in der Richtung p_h wirkt. Es ist dann

$$P_h = \Sigma\, X_i \frac{\partial x_i}{\partial p_h}.$$

Man ersetzt nun rechts X_i durch

$$m_i x''_i + \Sigma^h \lambda_k \eta_h^i,$$

wobei m_i die Masse des materiellen Punktes ist, auf welchen die Kraft X_i wirkt. Etwa vorhandene Bedingungsgleichungen zwischen den x_i sind in der Form

$$\eta_k dt + \Sigma_i \eta_k^i dx_i = 0,$$

solche aber, welche noch zwischen den p_h übrig blieben, in der Form

$$\zeta_k\, dt + \Sigma^h \zeta_k^h\, dp_h = 0$$

gedacht. Die einer Variablen beigefügten Striche bedeuten Abteilungen nach der Zeit. λ und μ sind die Lagrangeschen Faktoren.

Man transformiert den Ausdruck (1) weiter, indem man für $x''_i\,(dx_i \mid dp_h)$ schreibt

$$\frac{d}{dt}\left(x'_i \frac{\partial x_i}{\partial p_h}\right) - x'_i \frac{d}{dt} \frac{\partial x_i}{\partial p_h}.$$

Das letzte Glied darf aber jetzt im allgemeinen nicht mit $x'_i\,(dx'_i \mid dp_h)$ verwechselt werden, sondern es muss dafür

$$x'_i \frac{d\xi_i^h}{dt} = x'_i \frac{\partial \xi_i^h}{dt} + x'_i \Sigma^l \frac{\partial \xi_i^h}{\partial p_l} p'_l$$

gesetzt werden, während

1) Die ausführliche Abhandlung wird in Wien. Sitz.-Ber. IIa Bd. 110, Heft 10 erscheinen.

2) Journ. f. reine u. ang. Math. 98, 68.

$$x'_i \frac{\partial x'_i}{\partial p_h} = x'_i \frac{\partial \xi_i}{\partial p_h} + x'_i \Sigma_l \frac{\partial \xi_i^l}{\partial p_h} p'_l$$

ist. Die Gleichung

$$\frac{\partial x_i}{\partial p_h} = \frac{\partial x'_i}{d p'_h}$$

bleibt bestehen. Führt man die übrige Rechnung, ganz Lagrange folgend, durch, so findet man schliesslich:

$$\frac{d q_h}{dt} - \frac{\partial T}{\partial p_h} - P_h - \Sigma_l \mu_l \xi_l =$$

$$-\Sigma_i m_i x'_i \left[\frac{\partial \xi_i}{\partial p_h} - \frac{\partial \xi_i^h}{\partial t} + \Sigma_k \left(\frac{\partial \xi_i^k}{\partial p_h} - \frac{\partial \xi_i}{\partial p_k}\right)\right].$$

Die rechte Seite stellt das Zusatzglied dar, welches zu den Lagrangeschen Gleichungen wegen der Inholonomie des Systems dazukommen muss. Es kann auch in der Form geschrieben werden

$$+\Sigma_i m_i \mathfrak{v}_i \left[\mathfrak{u}_i^h \cos\left(\mathfrak{v}_i \mathfrak{u}_i^h\right) + \Sigma_k \mathfrak{u}_i^{hk} \cos\left(\mathfrak{v}_i \mathfrak{u}_i^{hk}\right)\right].$$

Hierbei ist $\mathfrak{v}_i$ der Vektor, der die Geschwindigkeit des Massenteilchens m_i darstellt, $\mathfrak{u}_i^h$ ist die durch $dt dp_h$ dividierte Vektordifferenz der Verschiebungen, welche dieses Massenteilchen erfährt, das eine Mal, wenn erst die Zeit um dt, dann p_h um dp_h wächst, das andere Mal, wenn erst p_h dann die Zeit die betreffenden Zuwächse erfahren. $\mathfrak{u}_i^{hk}$ hat eine analoge Bedeutung für den Fall, dass einmal p_h um dp_h, dann p_k um dp_k, das andere Mal erst p_k um dp_k und nachher p_h um dp_h wächst.

(Eingegangen 23. Januar 1903.)

Lichtbrechung und Farbenzerstreuung in der Chromosphäre.

Von A. Schmidt.

Zur nachfolgenden Untersuchung hatte ich eine doppelte Veranlassung, das Bedürfnis der Stellungnahme zur Sonnentheorie des Herrn W. H. Julius in ihren letzten Ausführungen[1]) und eine eigene Untersuchung über die Wärmeleitung in den Atmosphären der Himmelskörper, welche derzeit an anderer Stelle erscheint.[2])

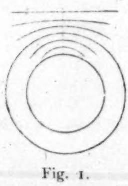


Fig. 1.

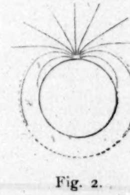


Fig. 2.

1) Diese Zeitschr. **4**, 85—90 und **4**, 132—136, 1902.
2) Gerlands Beiträge zur Geophysik, Jubelband 1903.

Durch vorstehende Figuren hatte ich vor 12 Jahren meine Vorstellungen vom Strahlengang in der Sonnenatmosphäre zu verbildlichen gesucht. Die Figur links zeigt für einen „Himmelskörper zweiter Art", an dessen Oberfläche horizontale Strahlen stärker gekrümmt sind, als diese Oberfläche, eine allmähliche Abnahme dieser Krümmung mit der Höhe bis zur „kritischen Sphäre", in welcher die Krümmung eines horizontalen Strahles gleich der eines um den Mittelpunkt des Himmelskörpers beschriebenen Kreises ist, so dass dieser Strahl in sich selbst zurückläuft. Die Strahlen über der kritischen Sphäre verhalten sich wie die horizontalen Strahlen eines „Himmelskörpers erster Art".

Die Figur rechts giebt eine Vorstellung vom Verlauf der von einem und demselben Punkte im Innern der Atmosphäre, etwa einem Punkt der Photosphäre der Sonne, nach verschiedenen Richtungen ausgehenden Strahlen. Man erkennt, dass die ausgestrahlte Lichtmenge kleiner ist, als die Hälfte des vom Punkte nach allen Seiten ausstrahlenden Lichtes, dass nur Strahlen, deren Emanationswinkel innerhalb eines bestimmten „kritischen" Wertes liegt, über die kritische Sphäre auszutreten vermögen, über welcher sich nichtsdestoweniger ein Strahlenbündel von einem Raumwinkel grösser als 2π ausbreitet. Ein ganz ähnliches Verhalten zeigt ja ein unter der Oberfläche des Wassers entspringendes Lichtstrahlenbüschel. Nur die Strahlen, welche mit der senkrechten Richtung einen kleineren Winkel einschliessen, als der Grenzwinkel der Totalreflexion bestimmt, kommen zum Austritt und zerstreuen sich nach dem Austritt als Büschel mit dem Raumwinkel 2π.

Wegen dieser vergrösserten Divergenz des austretenden Büschels kann dasselbe nicht dieselbe Helligkeit (Strahlenmenge pro Einheit des Raumwinkels) besitzen, wie ein ungebrochen vom Ursprungsort ausgehendes Büschel.

Diese Helligkeitsverminderung muss bei weissem Lichte für die stärker brechbaren Strahlen grösser sein, als für die weniger stark brechbaren. Es wird also das austretende Lichtbüschel eine Intensitätsverminderung aufweisen, der für verschiedene Wellenlängen verschiedene Werte zukommen.

Auch nicht alle Richtungen des ausgetretenen Büschels werden sich gleich verhalten, augenscheinlich werden von der Intensitätsverminderung die centralen Teile am wenigsten, die peripherischen am meisten betroffen werden. Doch ist dieser Punkt noch genauerer Prüfung bedürftig, einer Prüfung, deren exakte mathematische Durchführung ihre grossen Schwierigkeiten bietet, deren näherungsweise Behandlung aber genügend wichtige Ergebnisse liefert, um sie hier mitzuteilen.

Bei der Bestimmung der Temperatur der Sonne [1]) kann man zwei Wege einschlagen, man kann von der Energiemenge ausgehen, welche der Erde zugestrahlt wird und von dieser rückwärts bis zur Sonnenoberfläche auf diejenige Energiemenge schliessen, welche am Orte der Photosphäre von der Sonne ausgestrahlt wird. Aus der sich so ergebenden Strahlungsenergie lässt das Stefansche Gesetz eine „effektive Sonnentemperatur" berechnen, diejenige Temperatur, die ein schwarzer Körper an jenem Orte haben müsste, um dieselbe Strahlung zu liefern. Hierbei liegt bereits die Gefahr einer Vernachlässigung vor, welcher die Astrophysiker nicht entgangen sind.

Setzt man nämlich den Radius der Photosphäre gleich der aus dem scheinbaren Sonnenradius sich ergebenden Grösse, so vernachlässigt man diejenige Wirkung der Strahlenbrechung in der Sonnenatmosphäre, welche ich früher mit dem Namen „Sphärenvergrösserung" bezeichnet habe. Es wäre sehr wichtig, über den Betrag dieser Vernachlässigung dadurch ein annäherndes Urteil zu gewinnen, dass man den Brechungsindex der Sonnenatmosphäre in jenem Gebiete ermittelte.

Man würde eine weitere Vernachlässigung begehen durch Nichtberücksichtigung der oben besprochenen Intensitätsverminderung im Zusammenhang mit der in der Sonnenatmosphäre mit der Refraktion verbundenen Erscheinung, welche der Totalreflexion vergleichbar ist.

Auch wenn man die effektive Sonnentemperatur nach dem andern, dem Wienschen Gesetz berechnet, nach welchem die absolute Temperatur der Wellenlänge maximaler Intensität umgekehrt proportional ist, so steht der Anwendung dieses Gesetzes die Wirkung der Dispersion in der Sonnenatmosphäre im Wege, von welcher wir oben zeigten, dass sie die ursprüngliche Intensitätsverteilung zum Nachteil der stärker brechbaren Strahlen beeinflussen müsse.

Dieser letzteren Vernachlässigungen haben sich nun allerdings die Astrophysiker nicht schuldig gemacht, sie haben nur den wohl erkannten, vorzugsweise die kurzen Wellenlängen betreffenden Intensitätsverlust einer anderen Ursache, der Absorption in der Sonnenatmosphäre zugeschrieben, welche als sehr kräftig wirkende allgemeine Absorption neben der in der Chromosphäre vorhandenen selektiven Absorption bestehen und beispielsweise Energiemengen aufnehmen sollte, welche der ausgestrahlten an Grösse gleichkommen. Über Ausfindigmachung irgend eines Weges, auf welchem die Sonnenatmosphäre die stetig ihr zugeführte Energie auch stetig wieder abgeben könnte, scheint man sich keine weiteren Gedanken gemacht zu haben.

1) Eine sehr übersichtliche Behandlung der Frage gab neuerdings Herr Ekholm, Meteorol. Zeitschr. **19**, 1 u. flgde. 1902.

Wir besitzen von H. C. Vogel [1]) für den sichtbaren Teil des Sonnenspektrums eine ausserordentlich wertvolle Beobachtungsreihe, die Helligkeitsabnahme der Sonnenscheibe, von der Mitte nach dem Rande für 6 Spektralgebiete darstellend, deren Betrachtung mich schon vor 12 Jahren [2]) auf den Gedanken brachte, dass es sich hier nicht um eine Wirkung der Absorption, sondern um eine solche der Refraktion und Dispersion handeln müsse. Folgendes ist die Tabelle der Beobachtungen.

Abstand v. d. Scheibenmitte	Intensität der Spektralgebiete I 405—412	II 440—446	III 467—473	IV 510—515	V 573—585	VI 658—666 $\mu\mu$
0.0	100	100	100	100	100	100
0.1	99.6	99.7	99.7	99.7	99.8	99.9
0.2	98.5	98.7	98.8	98.7	99.2	99.5
0.3	96.3	96.8	97.2	96.9	98.2	98.9
0.4	93.4	94.1	94.7	94.3	96.7	98.0
0.5	88.7	90.2	91.3	90.7	94.5	96.7
0.6	82.4	84.9	87.0	86.2	90.9	94.8
0.7	74.4	77.8	80.8	80.0	84.5	91.0
0.75	69.4	73.0	76.7	75.9	80.1	88.1
0.8	63.7	67.0	71.7	70.9	74.6	84.3
0.85	56.7	59.6	65.5	64.7	67.7	79.0
0.9	47.7	50.2	57.6	56.6	59.0	71.0
0.95	34.7	35.0	45.6	44.0	46.0	58.0
1.0	13.0	14.0	16.0	16.0	25.0	30.0

Die Tabelle besitzt eine so schöne innere Harmonie, dass man die Werte meist als bis zur Dezimale genau betrachten muss. Sehr charakteristische Züge der Tabelle sind neben der stärkeren Helligkeitsabnahme der kurzwelligen Strahlengebiete gegenüber den längerwelligen die Besonderheit, dass die Abnahme nicht bis auf Null am Scheibenrande herabgeht. Bei einer Absorptionswirkung wäre das doch wohl zu erwarten. Aber der allergeheimnisvollste Zug ist die ausgesprochene Inversion, welche die vierte Kolumne der Helligkeitswerte darstellt. Was sagt dazu Herr W. H. Julius? Sollte das eine anomale Absorption oder eine anomale Dispersion verraten?

Falls wir es mit einer sehr niederen lichtbrechenden Atmosphäre der Sonne zu thun hätten, wäre die geometrische Behandlung des Brechungs- und Dispersionsproblems höchst einfach. Wir würden statt der sphärischen Flächen ebene einführen, jedes Element der Photosphäre als eben und als parallel den Schichten gleicher Dichte der darüber lagernden Gase behandeln. Diese elementare Behandlung des Problems wird auch für den Fall

1) J. Scheiner, Strahlung und Temperatur der Sonne. Leipzig 1899, 42.

2) A. Schmidt, Die Strahlenbrechung auf der Sonne. Stuttgart 1891, 31.

grösserer Höhe der lichtbrechenden Hülle deswegen noch einige Berechtigung haben, weil bei einer nach aussen abnehmenden Schichtendicke die hauptsächlichsten Wirkungen der Refraktion nicht in den höheren, sondern in den tiefsten Schichten zu erwarten sind. Nur wird man sich bewusst sein müssen, dass die aus dem Näherungsverfahren entspringenden Fehler um so grösser werden, je weiter man sich von der Mitte entfernt und in der Nähe des Randes über jedes brauchbare Mass hinaus wachsen werden.

Eine horizontale, weissstrahlende Fläche sei von einer lichtbrechenden Flüssigkeitsschicht bedeckt, wobei es auf dasselbe hinauskommt, ob wir die ganze brechende Schicht als optisch homogen annehmen oder ob wir die brechende Kraft als mit der Höhe abnehmend ansehen. Fassen wir einen Punkt der strahlenden Fläche ins Auge. Aus dem Strahlenbüschel des Punktes denken wir uns einen Hohlkegel ausgeschnitten. Die innere begrenzende Kegelfläche sei durch Strahlen gebildet, die mit dem Einfallslot den Winkel β bilden, die äussere Fläche durch Strahlen vom Emanationswinkel $\beta+d\beta$. Durch die Brechung verwandelt sich das Büschel in ein anderes zwischen den sphärischen Radien α und $\alpha+d\alpha$ enthaltenes. In beliebiger grosser Entfernung von der strahlenden Ebene denken wir uns eine parallele Ebene, in welcher wir ein Auge annehmen wollen, das Strahlen empfängt.

Ohne die brechende Substanz, welche die leuchtende Fläche von der Helligkeit H_1 bedeckt, würde ein Auge, nach dem Lambertschen Gesetz in jeder Entfernung und in jeder Richtung gegen die Fläche gewendet, dieselbe Helligkeit wahrnehmen. Da aber durch die Brechung das Strahlenbüschel zwischen den Winkeln β und $\beta+d\beta$ sich in ein anderes umwandelt zwischen den Winkeln α und $\alpha+d\alpha$ und da dem ersteren auf einer Ebene im Abstande von der Fläche als Schnitt mit dieser Ebene ein Ring vom inneren Radius $a\,tg\,\beta$, dem andern ein Ring vom Radius $a\,tg\,\alpha$ entspricht, so erfährt das Büschel durch die Brechung eine doppelte Verzerrung, eine Verzerrung nach dem sphärischen Radius im Verhältnis $d\alpha:d\beta$ und eine zu dieser radialen senkrechte, cirkulare Verzerrung im Verhältnis $tg\,\alpha:tg\,\beta$. Dieser doppelten Verzerrung entsprechend ist seine Helligkeit H vermindert, es ist

$$H=H_1\frac{tg\,\beta\,d\beta}{tg\,\alpha\,d\alpha}=H_1\frac{\cos^2\alpha}{n^2\cos^2\beta}$$

weil nach dem Brechungsgesetz $\sin\alpha=n\sin\beta$ oder $\cos\alpha=n\cos\beta\,d\beta$ ist. Diese Gleichung für H zeigt in der Mitte

$$H_0=H_1\frac{1}{n^2}\text{ für }\alpha=0$$

und am äussersten Rande $H=O$. für $\alpha=90^0$.

Bei der Übertragung des Gesetzes von der Ebene auf die Kugel mit nach aussen an Dichte abnehmender Atmosphäre müssen wir vor allem bedenken, dass die Randbedingungen nicht mehr $\alpha=90^0$ entsprechen, sondern um so kleineren Werten von α, je höher die Atmosphäre ist. Man erkennt das am besten, wenn man die Strahlenrichtung umkehrt. Man kann Sehstrahlen vom Auge nach der Atmosphäre des leuchtenden Körpers senden, welche diese Atmosphäre unter Krümmung durch Refraktion durchschneiden, ohne die leuchtende Oberfläche zu erreichen. Aus diesem Grunde verzichtet unser Näherungsverfahren auf die Untersuchung der Helligkeit in der Nähe des Kugelrandes.

Von einem Punkte der Photosphäre treffe ein Strahl unser weit entferntes Auge unter dem Winkel φ mit der vom Auge nach der Sonnenmitte gezogenen Geraden. Dem Strahle entspreche ein Emanationswinkel β und ein Brechungswinkel α, r sei der (optisch vergrösserte) Sonnenradius, e die Entfernung von Sonne und Erde. Dann gilt für den Gesichtswinkel φ_1 des Sonnenradius $\sin\varphi_1=\frac{r}{e}$ und für den angenommenen Chromosphärenpunkt: $\sin\varphi=\frac{r}{e}\sin\varphi$ (nach dem Sinussatz des ebenen Dreiecks). Es ist also $\sin\alpha=\sin\varphi/\sin\varphi_1$ oder kürzer $\sin\alpha=\varphi/\varphi_1$.

Nun hat H. C. Vogel in der oben mitgeteilten Tabelle diejenigen Teile der Sonnenscheibe geprüft, welche den Abständen 0, 01, 0.2 u. s. w. vom Mittelpunkt entsprechen, bis 1,0. Das sind nichts Anderes als zunehmende Werte von φ/φ_1, d. h. von $\sin\alpha$. Wir besitzen also in den genannten Beobachtungen eine Sammlung zusammengehöriger relativer Werte von H und von $\sin\alpha$ und sind nun für jede der 6 Kolumnen von Spektralgebieten in der Lage, je denjenigen Wert von n zu bestimmen, auf welchen sich die Beobachtungen am besten vereinigen lassen. Oder auch indem wir für jede Beobachtung den entsprechenden Wert n berechnen, wird die Übereinstimmung dieser Werte die Richtigkeit unserer Anschauung belegen.

Aus den Gleichungen

$$H=H_1\frac{\cos\alpha}{n^2\cos^2\beta}\text{ und }H_0=H_1\frac{\cos^2\alpha}{n^2\cos^2\beta}$$

folgt $H=H_0\dfrac{\cos^2\alpha}{\cos^2\beta}=H_0\dfrac{\cos^2\alpha}{1-\dfrac{\sin^2\alpha}{n^2}}$ und hieraus

$$n=\frac{\sin\alpha}{\sqrt{1-\frac{H_0}{H}\cos^2\alpha}}$$

Die Vogelsche Tabelle giebt die Werte von H/H_0, es ist also die unmittelbare Be-

rechnung der n möglich. Folgendes sind diese Werte von $sin\,\alpha = 0{,}2$ bis $sin\,\alpha = 0{,}9$. Für 0,1 wird die Berechnung ganz ungenau, auch 0,2 liefert wegen der noch kleinen Differenz zwischen H und H_0 keine genauen Resultate, über 0,7 machen sich die Fehler des Näherungsverfahrens mehr und mehr fühlbar. Je aus dem Mittel der 4 brauchbarsten Werte von 0,3 bis 0,6 sind noch die Werte von H_1 / H_0 berechnet und beigesetzt worden.

Werte der Brechungsexponenten n für die 6 Spektralgebiete der H. C. Vogelschen Tabelle.

$sin\,\alpha$	405–412	440—446	467—473	510—515	573–585	658—666 $\mu\mu$
0.2	1.256	1.209	1.188	1.209	1.114	1.067
0.3	1.279	1.226	1.188	1.216	1.108	1.059
0.4	1.261	1.221	1.190	1.210	1.104	1.058
0.5	1.272	1.218	1.184	1.202	1.101	1.055
0.6	1.270	1.209	1.167	1.182	1.103	1.053
0.7	1.248	1.193	1.153	1.163	1.112	1.056
0.75	1.233	1.185	1.144	1.142	1.113	1.057
0.8	1.213	1.176	1.134	1.140	1.112	1.057
0.85	1.190	1.163	1.120	1.125	1.107	1.055
0.9	1.044	1.028	0.990	0.994	0.984	0.946
$n =$	1.2705	1.2184	1.1821	1.2027	1.1039	1.0563
$H_1/H_0 =$	1.614	1.483	1.397	1.447	1.219	1.116

Seit Jahren habe ich die Anschauung vertreten, dass in der Sonnenatmosphäre im Gebiete der kritischen Sphäre und darüber der Hauptbestandteil der Gase ein ausserordentlich leichtes Gas sein müsse, leicht genug, um durch seine Wellengeschwindigkeit die häufiger auftretenden Geschwindigkeiten von gegen 200 km der aufsteigenden Protuberanzen erklären zu lassen. Die Vermutung lag nahe, an das Koronium zu denken, dessen grüne Spektrallinie von der Wellenlänge 531,6 $\mu\mu$ eben die Gegenwart dieses sonst unbekannten Elements in den höchsten Gebieten der Sonnenatmosphäre verrät.

Das Ergebnis vorstehender Untersuchung dürfte sein, dass thatsächlich bis herab zur Photosphäre ein stark lichtbrechendes Gas von sehr starkem Dispersionsvermögen die Hauptrolle spielt, neben welchem Wasserstoff, Helium, und Metalldämpfe nur als accessorische Bestandteile zu betrachten sind. Als solche sind diese Körper auch an der Refraktion wenig beteiligt und tritt auch ihre anomale Dispersion hinter der des Hauptbestandteils zurück. Die Vogelschen Beobachtungen weisen darauf hin, dass das Gas eine Absorptionslinie zwischen den Spektralgebieten IV und V besitze.[1])

1) Eine in Arbeit befindliche Berechnung in zweiter Annäherung liefert durchaus höhere Werte von n. Weitere Mitteilung wird folgen.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Die Stellung des Radium im periodischen System nach seinem Spektrum.

Von C. Runge und J. Precht.

Das Funkenspektrum des Radium lässt sich mit dem von Herrn Giesel in neuerer Zeit hergestellten Radiumbromid vortrefflich beobachten. Wenige Milligramm, die Herr Giesel die Güte hatte, uns zu diesem Zwecke zur Verfügung zu stellen, genügten, um mit kleinerer Dispersion das Spektrum wesentlich vollständiger zu erhalten, als es bisher beobachtet worden ist, und um mit grösserer Dispersion die leicht photographierbaren Linien in Bezug auf ihr Verhalten im magnetischen Felde zu untersuchen. Wir haben dabei gefunden, dass die stärksten Radiumlinien den stärksten Baryumlinien und den entsprechenden Linien der verwandten Elemente *Mg*, *Ca*, *Sr* genau analog sind. Diese lassen sich, wie Runge und Paschen gezeigt haben[1]), als drei Linienpaare gruppieren, die sie wegen gewisser Analogien mit den Spektren der Alkalien als Linienpaar der Hauptserie, Linienpaar der ersten und Linienpaar der zweiten Nebenserie bezeichnen. Bei dem Linienpaar der ersten Nebenserie tritt neben der Linie grösserer Wellenlänge eine schwächere Linie an der Seite der grösseren Wellenlängen auf, die Runge und Paschen als Satelliten bezeichnen. In der Skala der Schwingungszahlen gemessen, haben die beiden Linien jedes dieser drei Paare für jedes Element denselben Abstand, nur muss bei dem Paare der ersten Nebenserie statt der einen Linie der Satellit genommen werden. Von Element zu Element ist der Abstand dagegen ein anderer, und zwar wächst er mit wachsendem Atomgewicht in einer ganz regelmässigen Weise, wie unten noch näher besprochen werden wird. Im magnetischen Felde zerfallen diese Linien, wie Runge und Paschen gezeigt haben, in verschiedener Weise in Komponenten, jedoch so, dass, in der Skala der Schwingungszahlen gemessen, die Zerlegung jeder Linie des einen Elementes genau dieselbe ist wie die Zerlegung der entsprechenden Linie jedes der andern Elemente

Wir haben nun gefunden, dass von Radium ganz dasselbe gilt, sodass man *Ra* mit *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Ba* in eine Gruppe chemisch verwandter Elemente zu setzen hat, wie es auch das chemische Verhalten von Radium, so weit es bekannt ist, verlangt.

In der folgenden Tafel sind die einander entsprechenden Linien zusammengestellt.

1) Runge und Paschen, Ber. d. Berl. Akademie, 26. Juni 1902.

	Mg	*Ca*	*Sr*	*Ba*	*Ra*
Hauptserie	2803	3969	4216	4934	4682
	2796	3934	4078	4554	3815
1. Nebenserie . . .	—	3181	3475	4166	4436
	2798	3179	3465	4131	4341
	2791	3159	3381	3892	3650
2. Nebenserie . . .	2937	3737	4306	4900	5814
	2929	3706	4162	4525	4533

Die Zerlegung der Radiumlinien im magnetischen Felde ist bei den stärksten Linien sehr gut zu beobachten. Nur die Zerlegung des Satelliten und der im Gelb gelegenen Linie 5814 haben wir bis jetzt nicht erhalten können.

Die Abstände zwischen den beiden Linien der Paare sind, wie schon oben bemerkt wurde, in der Skala der Schwingungszahlen gemessen, für jedes Element die gleichen. Dasselbe gilt auch für Radium, wie die folgende Tafel zeigt:

	λ	$10^8/\lambda$	Abstand
Hauptserie . .	4682.35	21356.8	4858.3
	3814.59	26215.1	
1. Nebenserie .	4436.45	22540.5	4858.5
	3649.77	27399.0	
2. Nebenserie .	5813.9	17200.2	4858.6
	4533.33	22058.8	

Die Abweichungen der drei Abstände voneinander sind durch die Beobachtungsfehler hinlänglich erklärt. Sie entsprechen sehr geringen Fehlern der Wellenlängenbestimmungen.

Von Element zu Element wachsen bei *Mg*, *Ca*, *Sr*, *Ba* die Abstände mit dem Atomgewicht:

	Atomgewicht	Abstand
Mg	24.36	91.7
Ca	40.1	223
Sr	87.6	801
Ba	137.4	1691

Es liegt nahe, das Atomgewicht als Funktion des Abstandes aufzufassen und diese Funktion für Radium zu extrapolieren. Schon Rydberg und Kayser und Runge haben in ihren Arbeiten über die Spektren der Elemente darauf hingewiesen, dass die Abstände der Linienpaare innerhalb einer Gruppe chemisch verwandter Elemente mit dem Atomgewicht in regelmässiger Weise wachsen. Bei den Alkalien geben sie an, dass das Atomgewicht sehr nahe der Quadratwurzel aus dem Abstande proportional ist. Wir möchten darauf aufmerksam machen, dass für die andern Gruppen, in denen Linienpaare beobachtet worden sind, sich auch die Abhängigkeit zwischen der Weite der Linienpaare und dem Atomgewicht durch eine einfache Formel wiedergeben lässt:

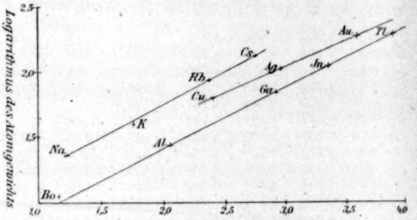
In jeder Gruppe chemisch verwandter Elemente ist das Atomgewicht einer Potenz des Abstandes der beiden Linien der Linienpaare proportional.

Der Exponent ist ein echter Bruch. Oder anders ausgedrückt:

Trägt man die Logarithmen von Atomgewicht und Abstand als Koordinaten auf, so liegen die einer Gruppe chemisch verwandter Elemente entsprechenden Punkte auf einer geraden Linie.

In den folgenden beiden Figuren ist dies Gesetz zur Anschauung gebracht.

In der Figur 1 sieht man, dass bei den Alkalien nur Kalium etwas unter der durch die übrigen Punkte laufenden Geraden liegt. Wir

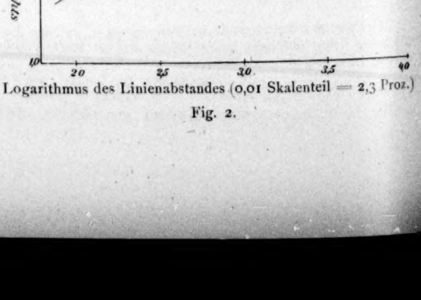


Logarithmus des Linienabstandes (0,01 Skalenteil = 2,3 Proz. des Weites).

Fig. 1.

wollen damit nicht etwa sagen, dass das stöchiometrisch bestimmte Atomgewicht von Kalium falsch ist; aber es scheint uns interessant, dass das Gesetz der geraden Linie gerade bei dem Element eine grössere Abweichung zeigt, dessen Atomgewicht im periodischen System auf einen störenden, die inverse Stellung von Argon und Kalium veranlassenden unbekannten Umstand hinweist.

Was Bor, Gallium und Indium betrifft, so ist die Strahlung im magnetischen Felde bei diesen Elementen nicht untersucht. Indessen kann man über die Linienpaare, die denen des Aluminium und Thallium entsprechen, nicht



Logarithmus des Linienabstandes (0,01 Skalenteil = 2,3 Proz.)

Fig. 2.

zweifelhaft sein. Dasselbe gilt von der Gruppe der Alkalien, wo nur die beiden gelben Natriumlinien im magnetischen Felde untersucht sind.

In der Figur 2 ist derselbe Zusammenhang für *Mg, Ca, Sr, Ba, Ra* dargestellt. Die Extrapolation giebt für das Atomgewicht von Radium den Wert 258. Man kann natürlich die gerade Linie etwas drehen und schieben, ohne sich zu weit von den Punkten zu entfernen; aber die Figur zeigt deutlich, dass der von Frau Curie bestimmte Wert 225 sich erheblich von der Geraden entfernt.

In der folgenden Tabelle ist die gerade Linie durch eine Formel und die Extrapolation durch Rechnung ersetzt.

Bedeutet x die Weite des Linienpaares, in der Skala der Schwingungszahlen $10^8/\lambda$ gemessen, so ist:

Atomgew. = *num log*(0.2005+0.5997 *log x*)

	Formel	Beobachtetes Atomgewicht
Mg	23.84	24.36
Ca	40.6	40.1
Sr	87.5	87.6
Ba	136.9	137.4

Die Extrapolation für Radium ergiebt berechnetes Atomgewicht des Radium = 257,8.

Wir wagen nicht zu behaupten, dass unsere Zahl mehr Vertrauen verdient als der von Frau Curie bestimmte Wert. Indessen ist zu sagen, dass bei der nahen Verwandtschaft zwischen Baryum und Radium und bei den geringen Substanzmengen, mit denen der Chemiker zu arbeiten gezwungen ist, die vollständige Trennung dieser beiden Substanzen sehr schwierig ist, und dass bei unvollständiger Trennung Frau Curie das Atomgewicht zu klein finden musste. Nach den krystallographischen, demnächst zu veröffentlichenden Beobachtungen von F. Rinne sind Radiumbromid und Baryumbromid miteinander isomorph, sodass ein Zusammenkrystallisieren beider Substanzen (isomorphe Mischung) von vornherein, ähnliche Löslichkeitsverhältnisse vorausgesetzt, sehr wahrscheinlich ist. Daraus ergiebt sich die grosse Schwierigkeit, durch den Krystallisationsprozess beide Substanzen voneinander zu trennen, sodass selbst bei sehr oft wiederholtem Umkrystallisieren noch mehr oder minder grosse Mengen von Baryum in der entsprechenden Radiumverbindung vorhanden sein können. Dasselbe gilt für das Verhältnis von Radium zum Calcium sowie zum Strontium und Magnesium.

Die Zahl 225 entspricht in sofern besser dem periodischen System, als sie in die Lücke zwischen Wismut und Thor in der richtigen Kolonne passt. Bei der Zahl 258 müsste Radium in der Kolonne *Mg, Ca, Sr, Ba* zwei Reihen weiter rücken und es würde eine Anzahl neuer unbesetzter Plätze im periodischen System entstehen.

Andererseits kann man für das grössere Atomgewicht anführen, was Rutherford bemerkt hat. Das grössere Atomgewicht spricht für einen komplizierteren Bau des Atoms und dadurch für einen leichteren Zerfall in Elektronen. Das am stärksten Elektronen aussendende Element sollte daher auch das grösste Atomgewicht haben.

Die Radiumlinie 4826,14, die in der Bunsenflamme von allen Linien am meisten hervortritt, ist auch nach der Zerlegung im magnetischen Felde den stärksten Bunsenflammenlinien *Ba* 5535, *Sr* 4607, *Ca* 4226 analog. Alle diese Linien zerfallen in drei Komponenten, die bei allen diesen Elementen in der Skala der Schwingungszahlen gemessen gleich weit voneinander getrennt sind.

Hannover, Physikalisches Institut der technischen Hochschule. Januar 1903.

(Eingegangen 31. Januar 1903.)

Verbesserte Apparate zur Demonstration der Lichtempfindlichkeit des Selens.

Von J. W. Giltay.

In dem zweiten Jahrgang dieser Zeitschrift Seite 675—677, 1901, habe ich einige Apparate beschrieben, die den Zweck hatten, die Lichtempfindlichkeit des Selens zu zeigen.

Seitdem habe ich noch einige Änderungen an diesen Apparaten angebracht, welche ich hier kurz beschreiben möchte.

1. Der Apparat für intermittierende Beleuchtung (Fig. 2 l. c.), wurde damals aus einer mit 8 Löchern versehenen Hartgummischeibe konstruiert. Wenn aber diese Scheibe in rasche Drehung versetzt wurde, so verursachte das Schneiden der Luft durch die Kanten der Löcher einen Ton, der dieselbe Höhe hatte als derjenige, den man im Telephon durch die Lichtwirkung auf das Selen zu hören wünschte. Man war dadurch gezwungen, das Telephon in ein von der Drehscheibe entferntes Zimmer aufzustellen.

Ich habe jetzt die Hartgummischeibe durch eine mit durchlöchertem schwarzem Papier beklebte Glasscheibe ersetzt, und zweitens habe ich die Anzahl der Fenster von 8 auf 6 verringert. Bei der früheren Konstruktion war die Breite der Fenster ebenso gross wie die Breite der Zwischenräume; die Selenzelle wurde daher nur während eines Augenblicks auf ihrer ganzen Oberfläche beleuchtet, und ebenso dauerte es nur ein Moment, dass die Selenzelle ganz im Dunkeln war. Da nun bekannt-

lich das Selen nicht sofort nach Aufhören der Beleuchtung seinen früheren Widerstand wieder erreicht, so erschien es mir vorteilhaft, die dunklen Perioden etwas länger zu nehmen als die hellen. Mit dem neuen Apparat mit 6 Fenstern in schwarzem Papier kann man Drehscheibe und Telephon im selben Zimmer aufstellen und der Ton ist durch die Verringerung der Löcheranzahl bedeutend kräftiger als vorher.

Versuchsweise habe ich in den Apparat auch eine volle Hartgummischeibe eingesetzt, die an denjenigen Stellen, wo sich bei der alten Konstruktion ein Fenster befand, mit Stanniol beklebt war. Diese Scheibe gab einen sehr guten Ton im Telephon, bei Beleuchtung mittelst elektrischen Lichtes sowie mittelst einer Gasglühlampe, welche dann jedoch in sehr kurzer Entfernung von der Öffnung des Drehapparats aufgestellt wurde. So wie aber ein mit Alaunlösung gefülltes Gefäss zwischen Lichtquelle und Drehscheibe gestellt wurde, hörte der Ton auf.

Auch ohne Benützung des Apparats (l. c. Fig. 2), habe ich die intermittierende Beleuchtung des Selens zu erreichen gesucht, und zwar dadurch, dass ich zwischen Lichtquelle und Selenzelle ein Radiometer derart aufstellte, dass der Schatten der Flügel jedesmal auf das Selen fiel und also die Beleuchtung intermittierend wurde. Beim Gebrauch des gewöhnlichen, 4-flügeligen, Radiometers zeigte sich jedoch, dass der Schatten eines Flügels das Selen noch nicht ganz verlassen hatte, wenn sein Nachbar schon anfing, einen Schatten auf die Zelle zu werfen. Ich liess daher ein 2flügeliges Radiometer fertigen; dasselbe drehte sich jedoch zu langsam. Dann liess ich ein solches machen mit 4 Flügeln, wie üblich, am oberen Ende der vertikalen Drehachse, und zwei um 180 Grad voneinander entfernten Flügeln an derselben Achse etwas niedriger. Sämtliche 6 Flügel dienten als Motor, die unteren zwei zu gleicher Zeit aber zur Beschattung des Selens. Es zeigte sich aber auch dieser Apparat zu träge. Ich habe daher auf eine intermittierende Beleuchtung verzichtet und mich mit einer Variation der Beleuchtungsintensität zufrieden gestellt, wie das mit einem gewöhnlichen 4flügeligen Radiometer zu erreichen war. Mit elektrischem Licht, auf eine Seite des Radiometers konzentriert, gelang der Versuch sehr schön; bedeutend besser war aber noch der Ton bei Benützung eines 8flügeligen Radiometers, dessen Flügel um 45 Grad voneinander entfernt waren.

Mit Acetylenlicht ist mir dies Experiment nicht gelungen.

2. Die manometrische Flamme (l. c. Fig. 1, b) wurde früher in etwa 1 cm Distanz von der Selenzelle entfernt aufgestellt. Es geschah dies, weil ich die Demonstrationsversuche äusserst einfach halten wollte, in diesem Falle ohne Linsen oder Reflektoren. Es zeigte sich aber, dass bei Mangel an Vorsicht die Zelle oder das Hartgummigehäuse leicht durch die Flamme beschädigt wurde. Um diesen Übelstand zu beseitigen, kann man freilich das Experiment unter Benützung von Linsen machen, etwa wie ich verfuhr: 5 cm von der manometrischen Flamme entfernt wurde ein Kondensorsystem aufgestellt; in 110 cm Distanz vom Kondensor befand sich eine Bikonvexlinse, deren Brennweite 30 cm war. Die Selenzelle stand 18 cm hinter dieser Linse. Der Durchmesser der Linse sowie derjenige des Kondensors betrug etwa 9,5 cm. Die Distanz zwischen Lichtquelle und Selenzelle war also in diesem Falle etwa 134 cm.

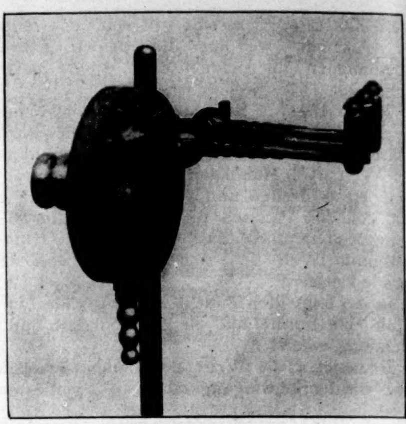


Fig. 1.

Da jedoch der auf diese Weise im Telephon erregte Ton ziemlich schwach ist, so habe ich den in Fig. 1 dargestellten Apparat konstruiert, der es gestattet, das Experiment ohne Linsen zu machen und zu gleicher Zeit ohne die Gefahr, die Zelle zu beschädigen. Derselbe ist dem in Fig. 1, b abgebildeten Apparat ganz analog, nur hat er drei Acetylenspitzbrenner, deren Flammen sämtlich von einer einzigen vibrierenden Membran in Schwingungen versetzt werden. Will man mit nur einer Flamme experimentieren (z. B. bei Benützung sphärischer Linsen), so kann man die beiden äusseren Brenner durch Hähne verschliessen.

Dieser 3flammige Apparat gab ganz ausgezeichnete Resultate, ohne Linsen, wenn die Brenner etwa 10 cm von der Selenoberfläche entfernt aufgestellt waren.

Auch mit einer cylindrischen Konvexlinse habe ich den Versuch gemacht, die Öffnung der Linse war 5×5 cm, die Brennweite 18 cm. Die drei Brenner wurden 58 cm von der Linse entfernt aufgestellt; die Distanz zwischen Selenzelle und Linse war 10 cm. Die Resultate mit dem 3flammigen Apparat sind jedoch ohne Linsen bedeutend besser als beim Gebrauch der Cylinderlinse.

* * *

Zum Schluss möchte ich für den Gebrauch von Selenzellen noch einen Rat geben. Es kommt zuweilen vor, dass eine Selenzelle plötzlich verdorben wird und Kurzschluss zeigt, ohne dass zu starke Erhitzung (durch die Beleuchtung) oder zu grosse Stromstärke als die Ursache der Erscheinung betrachtet werden kann. Meiner Ansicht ist die Ursache dann zu suchen in dem Extrastrom, der beim Unterbrechen der Leitung (z. B. beim Aufhören des Experiments) in dem mit der Zelle verbundenen

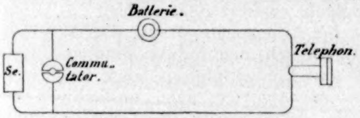


Fig. 2.

Telephon oder Galvanometer entsteht. Um diese Gefahr zu vermeiden, schalte ich, wenn ein Apparat mit bedeutender Selbstinduktion mit einer Selenzelle in Verbindung gebraucht werden soll, einen Stopfkommutator (Fig. 2) derart in die Leitung, dass derselbe einen Kurzschluss zur Selenzelle bildet, sobald der Stopfen eingesteckt ist. Soll nun bei Beendigung des Experiments, oder bei einer Abänderung desselben, die Verbindung mit der Batterie unterbrochen werden, so wird immer zuerst der Stopfen in den Kommutator eingesteckt.

Delft, 28. Dezember 1902.

(Eingegangen 3. Januar 1903.)

Die elektrische Leitfähigkeit und Energieabsorption bei der elektrodenlosen Entladung.

Von Bergen Davis.

Der in Gasen durch die elektrodenlose Entladung hervorgerufene Strom ist sehr stark, aber von kurzer Dauer. Dieser Strom wird durch weitgehende Ionisierung des der Entladung ausgesetzten Gases erzeugt oder ist jedenfalls von einer solchen begleitet.

Gegenstand vorliegender Versuche war die Messung der Leitfähigkeit, die durch die Entladung bei verschiedenen Drucken in Gasen erzeugt wird, und ferner auch die mit dem Drucke einhergehende Veränderung der Energieabsorption. Besondere Sorgfalt wurde darauf verwandt, dass die elektromotorische Kraft, welche die Entladung bedingte, während der Dauer der Versuche durchaus gleichförmig blieb. Die Methode, welche dies ermöglichte, wird aus der Anordnung des Apparates ohne weiteres klar sein; letzterer war folgendermassen eingerichtet:

LL sind vier grosse Leydener Flaschen (Fig. 1), von denen zwei in Serie und zwei parallel verbunden sind. Die inneren Belegungen waren mit dem Funkenmikrometer *S*, und vermittelst der Leitungsdrähte *dd* mit den Polen eines grossen Induktoriums in Verbindung. Letzteres wurde durch einen Wechselstrom von 40 Perioden pro Sekunde betrieben. Die äusseren Belegungen standen mit den Endklemmen der das Gefäss *V* umgebenden Spule *C* in Verbindung.

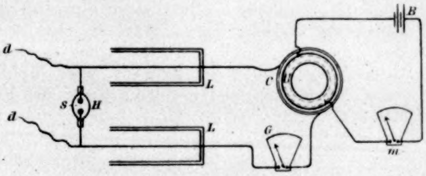


Fig. 1.

Ein Hitzdrahtgalvanometer *G* war in den Entladungskreis eingeschaltet und diente zur Regulierung und zum Vergleichen des unter verschiedenen Bedingungen die Spule *C* durchfliessenden Stromes.

Da das Potential, bei dem der Funke übergeht und auch die Periode konstant sind, so stellen gleiche Ablesungen des Galvanometers *G* auch gleiche Potentialgefälle am Umfange des Gefässes dar.

Wenn bei *S* Funken übersprangen, fand im Gefäss *V* eine starke Entladung statt. Die in den Gasen durch diese Entladung hervorgebrachte Leitfähigkeit wurde durch das Galvanometer *m* gemessen, das auf 10^{-6} Ampères abzulesen und in der aus der Figur zu ersehenden Weise angeordnet war.

Das Gefäss *V* ist im Querschnitt mit allen Einzelheiten in Fig. 2 dargestellt. Der Teil des Gefässes, durch den die Entladung hindurchging, war der ringförmige Raum zwischen zwei Cylindergefässen von verschiedenem Durchmesser, die ineinander gesteckt und deren Ränder oben verbunden waren. Dieser Raum war 8 mm breit und 7 cm lang. Der äussere Durchmesser des Gefässes betrug 6,5 cm. Die Elektroden bestanden aus Aluminiumringen,

welche das obere und untere Ende dieses ringförmigen Raumes umspannten. Dieselben sind bei EE und E_1E_1 im Querschnitt dargestellt. Die Oberfläche dieser Elektroden betrug je 7,38 qcm, während ihre gegenseitige Entfernung 6 cm ausmachte.

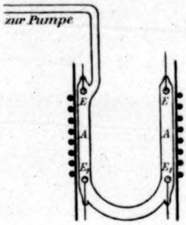


Fig. 2.

Eine konstante Potentialdifferenz von 220 Volt wurde an diesen Elektroden vermittelst der Stromquelle B unterhalten. Bei diesem Potential ging kein Strom zwischen den Elektroden über, wenn das Gas nicht durch den Durchgang der elektrodenlosen Entladung ionisiert war. Infolge dieser Anordnung der Elektroden war das Feld der elektromotorischen Kraft von B senkrecht zu dem von den Oszillationen in Spule C hervorgerufenen. Die Komponente der Ionengeschwindigkeit, die von der erstgenannten elektromotorischen Kraft herrührte, war daher unabhängig von der durch die Spule hervorgerufenen. Ich fand es für nötig, das Funkenmikrometer in eine Wasserstoffatmosphäre einzuschliessen, um ein gleichförmiges Entladungspotential zu erhalten.

Die Periode des Wechselstromes, der den Induktionsapparat speiste, betrug 40 Cyklen pro Sekunde, sodass man am Mikrometer 80 Funken pro Sekunde erhielt. Diese schnelle Aufeinanderfolge von Entladungen gab an beiden Galvanometern gleichmässige durchschnittliche Ablesungen.

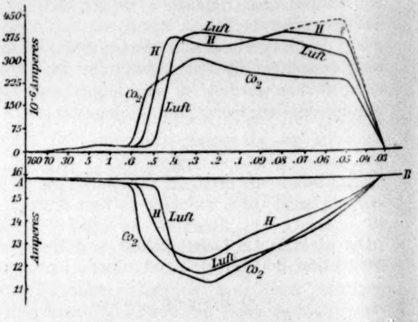
Wenn das Gefäss V von der Spule entfernt wurde, so zeigte beim Überspringen von Funken das Galvanometer G einen starken Strom an, der bei vorliegenden Versuchen 15,8 Amperes betrug.

Man liess die Entladung so lange fortgehen, bis die Verhältnisse beständig geworden waren und das Galvanometer eine beständige Ablenkung zeigte. Wenn das genügend ausgepumpte Gefäss in die Spule gesetzt wurde, so trat die weisse elektrodenlose Entladung auf und nahm der vom Galvanometer angezeigte Strom ganz bedeutend ab. In manchen Fällen ging die Ablesung von 15,8 Amp. auf etwa 11 Amp. zurück, wobei die Höhe dieses Rückganges von der Luftverdünnung und von der Natur des im Gefäss befindlichen Gases abhing. Die entwickelte Wärmemenge war sehr bedeutend und zeigte, dass das im Gefäss befindliche Gas einen grossen Energiebetrag des Systems absorbierte. Diese Stromabnahme scheint von der Absorption von Energie durch das Gas herzurühren. Professor J. J. Thomson[1]) hat diese Wirkung nach anderen Methoden gezeigt: Wenn zwei Spulen in Serie verbunden werden, so vermindert die Anwesenheit eines Entladungsgefässes in der einen Spule so bedeutend den Strom, dass die Entladung in der anderen aufhört. Ebenso hat er gefunden, dass die Entladung in einem ringförmgen Gefäss die Wirkung in einem anderen, innerhalb des ringförmigen eingesetzten, Gefäss verhindert. Diese Schirmwirkung ist neuerdings eingehender von E. Lecher untersucht worden.[2])

Die durch den zwischen den Elektroden E und E_1 übergehenden Strom gemessene Leitfähigkeit variierte, wie ich fand, gleichfalls mit der Verdünnung und der Natur des Gases.

Die Ablesungen wurden in folgender Weise vorgenommen. Das Gefäss wurde entweder von der Spule entfernt oder enthielt das betreffende Gas bei Atmosphärendruck. Der Wechselstrom wurde durch den Induktionsapparat geschickt und das Funkenspiel so lange fortgesetzt, bis das Galvanometer einen beständigen Zustand angab. Dann wurde das Gefäss in die Spule gesetzt und ausgepumpt. Der Druck wurde durch ein Mc Leodsches Manometer gemessen. Die beiden Galvanometer und der Druck wurden zu gleicher Zeit abgelesen.

Folgende Kurven habe ich erhalten: Die Kurven oberhalb der Linie AB geben die Leitfähigkeiten von Luft, Wasserstoff und Kohlen-



säure wieder. Die Abszissen sind abnehmende Drucke und die Ordinaten die Leitfähigkeiten in 10^{-6} Amp.

Die Kurven unterhalb der Linie AB stellen die Ablesungen des Hitzdrahtgalvanometers dar.

1) Recent Researches.
2) Diese Zeitschrift **4**, 32, 1902.

Die nach unten genommenen Ordinaten geben die durch die Entladung im Gefäss verursachte Stromabnahme wieder.

Wie man beobachten wird, sind die Leitfähigkeitswerte bei grossen Drucken ganz klein. Sie steigen plötzlich fast zu einem Maximum an mit dem Augenblick des Auftretens der weissen Entladung. Bei Luft und Kohlensäure nehmen die Werte der Leitfähigkeit mit abnehmendem Drucke ein wenig ab, bis der Druck gleich 0,05 mm geworden ist: dann hört die Entladung plötzlich auf und wird sie gleich Null.

Die Leitfähigkeit eines Gases kann ausgedrückt werden durch:

$$J = e N (V_p + V_n).$$

Wenn das Leitvermögen annähernd konstant bleibt, so nimmt die Ionenzahl mit abnehmendem Drucke ab, da die mittlere freie Weglänge und auch die Ionengeschwindigkeit mit abnehmendem Drucke zunehmen.

Die in Kohlensäure hervorgerufene Leitfähigkeit ist bedeutend geringer als die in Luft erzeugte. Bei Wasserstoff ist sie für grössere Drucke geringer und für niedrigere Drucke grösser als bei Luft. Die letzte Ablesung für Wasserstoff bei 0,05 mm ist nicht genau, da die Entladung zu versagen anfing und der Wert daher zu klein sein muss. Die punktierte Kurve ist wahrscheinlich mit grösserer Annäherung richtig.

Die Kurven unterhalb der Linie AB sind von der durch das Gas absorbierten Energie abhängig. Es war ganz unverkennbar, dass das Gefäss bei den Drucken, mit denen die Entladung einsetzte, heisser wurde als bei niedrigeren Drucken.

Die nach unten genommenen Ordinaten der Kurven sind der durch Gas absorbierten Energie proportional, was man in folgender Weise zeigen kann:

Die Leydener Flaschen bilden zusammen mit dem Entladungskreise und dem Gase ein freies Entladungssystem. Der zwischen dem Galvanometer G und der Spule übergehende Strom kann ausgedrückt werden durch:

$$C = A e^{-qt} \cos pt.$$

Da die Spule C nur einen geringen Widerstand besitzt, so wird die Energie im Gase zerstreut und ruft eine Dämpfung der Schwingungen hervor. Diese Dämpfung ist der absorbierten Energie proportional. Das Galvanometer wird auf Ampères abgelesen, während die Energie dem Quadrate des Stromes proportional ist; folglich sind die

$$\text{Ablesungen} \sim \int_0^\infty e^{-2qt} \cos^2 pt\, dt$$

$$\sim \frac{2p^2 + 3q^2}{4q(p^2 + q^2)}$$

$\sim$ sehr angenähert $\frac{1}{q}$, wenn entweder p oder q im Vergleich zueinander gross sind. Es findet angenäherte Proportionalität für alle relativen Werte von p und q statt.

Die Ablesungen des Galvanometers verhalten sich also umgekehrt wie die Dämpfung oder wie die absorbierte Energie.

Man wird beobachten, dass die Absorption mit der Dichte des der Entladung ausgesetzten Gases variiert, und dass ferner die Absorption in allen Gasen mit abnehmendem Drucke gleichfalls abnimmt.

Es wurde festgestellt, dass bei Anwendung einer einfachen Windung dicken Drahtes an Stelle des Gefässes, wobei die Enden des Drahtes mit einem induktionslosen Widerstand verbunden waren, ein bestimmter Widerstand erhalten werden konnte, der denselben Rückgang der Galvanometernadel hervorrief wie die Entladung im Gase. Wenn man an diesem Ohmschen Widerstand eine Korrektion anbringt mit Bezug auf die durch die Periode bedingte Zunahme, so kann man nach dieser Methode den gleichwertigen Ohmschen Widerstand der Gase bei verschiedenen Drucken messen. Es war meine Absicht, diese Äquivalentwiderstände zu messen; ein Unfall, der dem Apparat zustiess, zwang mich jedoch zur Zeit, die Versuche aufzugeben.

Im folgenden will ich noch einen Versuch erwähnen, welcher die bedeutende Absorption von Energie und die Erwärmung des Gases veranschaulicht. Ich konstruierte ein Gefäss mit einem dünnen durch den Mittelpunkt nach unten gehenden Platindraht. Der Durchgang der Entladung im Gefäss erhitzte den Platindraht in wenigen Sekunden zur Weissglut.

Vorliegende Versuche wurden im Laboratorium von Professor E. Riecke in Göttingen ausgeführt, dem ich für gütige Überlassung der Hilfsmittel des Physikalischen Instituts meinen Dank aussprechen möchte.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz).

(Eingegangen 23. Dezember 1902.)

Über die ionisierende Kraft einiger nichtleitenden organischen Flüssigkeiten.

Von G. Di Ciommo.

In einer früheren Arbeit[1]) habe ich mich mit den elektrischen Widerständen verschiedener organischer Flüssigkeiten und ihrer Gemische beschäftigt, um zu sehen, ob man die Widerstände dieser Gemische durch ein einfaches

1) G. Di Ciommo, Sulla conducibilità elettrica dei liquidi isolanti e dei loro miscugli. — Nuovo Cimento. S. V. Vol. III. Febbraio 1902.

Gesetz aus den Widerständen der organischen Flüssigkeiten und aus den Verhältnissen der Mischung herleiten kann.

Meine Schlussfolgerungen zwangen mich, viele von jenen tiefgreifenden Veränderungen zu bestätigen, die auf anderm Wege, in den Eigenschaften jener Flüssigkeiten festgestellt worden sind, wenn man sie innerhalb ihrer Lösungsmittel prüft. Ich nahm mir daher schon damals vor, die elektrische Leitungsfähigkeit der bereits damals geprüften, hauptsächlichsten Flüssigkeiten näher zu untersuchen, wenn dieselben in Lösung eine zunehmende Menge von festen, auch in gelöstem Zustand nichtleitenden Substanzen enthalten, um die ionisierende Kraft dieser Flüssigkeiten klarzustellen.

Die Methode, die ich bei Bestimmung des elektrischen Widerstandes derartiger Lösungen benützt habe, ist dieselbe wie die in der oben citierten Arbeit angewandte; ich wiederhole hier nur kurz die folgenden Angaben.

Mittels geeigneter metallischer Verbindungen, die in sorgsam vom Boden isolierte Quecksilberbecher tauchen, wird der Kontakt zwischen einem der Pole (z. B. dem + Pol) einer aus 100 Daniellschen Elementen bestehenden Batterie P (deren — Pol zum Boden geht) und der ersten Elektrode des Widerstandsgefässes hergestellt, welches die zu prüfende Flüssigkeit oder Lösung enthält; die zweite Elektrode wird mit der Nadel eines Thomson-Villarischen Quadrantenelektrometers verbunden, dessen Quadranten durch die Pole einer 100 Voltasche Elemente starken Batterie geladen werden.

In dieser Weise wird zwischen den Elektroden des Widerstandsgefässes eine Spannung V hergestellt, die derjenigen der Batterie P gleich ist; die Elektrizität wird durch die Flüssigkeit hindurch dringen und die Nadel des Elektrometers laden, welche langsam aus ihrer Ruhestellung abgelenkt und danach streben wird, die Grösse des Potentials V zu erreichen. Aber in dem Masse als das Potential der Nadel steigt, nimmt auch der natürliche Verlust, den die Nadel erleidet, zu; nach einer gewissen Zeit (ungefähr 2 Stunden) ist die Elektrizitätsmenge, welche die Nadel durch die Versuchsflüssigkeit hindurch empfängt, der Menge gleich, welche frei in der Luft verloren geht, und die Nadel bleibt nun stehen. Bezeichnet v das Potential, zu dem die Nadel im Zustande des oben beschriebenen Gleichgewichtes gelangt ist, so ist die elektromotorische Kraft, die zwischen der mit der Batterie verbundenen Elektrode des Gefässes und der Nadel des Elektrometers thätig ist: $(V-v)$; und die Intensität des Stromes, der die Flüssigkeit des Gefässes passiert, ist:

$$I = \frac{V-v}{R}$$

R bezeichnet den, relativ zur Potentialdifferenz $(V-v)$ verstandenen Widerstand der Flüssigkeit.[1])

Dieser Feststellung zufolge wird die Elektrizitätsmenge, welche die Nadel in einer Minute empfängt, durch:

$$60'' \, I = \frac{V-v}{R} \cdot 60''$$

ausgedrückt sein; während das, was gleichzeitig frei in der Luft verloren geht, durch $c\varepsilon$ bezeichnet wird. c bezeichnet die elektrostatische Kapazität der Nadel, und ε das durch Zerstreuung verursachte Absinken ihres Anfangspotentials während einer Minute. Für das analysierte Gleichgewicht wird also gelten:

$$\frac{V-v}{\varepsilon} \cdot 60 = c\varepsilon, \text{ daher}$$

1) $$R = \frac{V-v}{\varepsilon} \cdot \frac{1}{c} \, 60$$

Wird c in Farad berechnet, so wird dieser Widerstand in Ohm ausgedrückt werden.

In Gleichung 1 ist die Grösse V in Teilstrichen der Skala des Elektrometers gegeben, wenn seine Nadel mit dem + Pol der Batterie P in Berührung kommt; v ist direkt durch den Versuch in der oben beschriebenen Weise gefunden; ε wird man leicht durch folgendes bestimmen können: Nachdem man das Potential v auf dem Elektrometer abgelesen hat, wird die Nadel durch Unterbrechung der Verbindung mit der Elektrode des Widerstandsgefässes isoliert. Die Nadel beginnt nun langsam zu sinken; die Zahl der Teilstriche, die sie in einer Minute gesunken ist, stellt die Grösse von ε dar. Die Kapazität c der Nadel kann man schliesslich in folgender Weise bestimmen: Bezeichnet δ_0 die höchste stationäre Ablenkung der Nadel des Elektrometers bei direkter Verbindung mit dem isolierten Pole einer Batterie, die in identische Bedingungen wie P gebracht worden ist, so wird man schreiben dürfen:

2) $$C V^1 = K \delta_0$$

V bezeichnet das Potential der Batterie und K einen willkürlichen Koeffizienten. Wird nun die Nadel und mit derselben Batterie eine isolierte Kugel von dem Radius r_0, geladen, welch letztere dann mit der Nadel des Elektro-

1) Wir erinnern hier an das in meiner bereits mehrfach citierten Arbeit über die Diskussion und richtige Auslegung der Formel

$$I = \frac{V-v}{R}$$

in Bezug auf die zu prüfenden Flüssigkeiten Gesagte; auch um zu verstehen, wie solche Flüssigkeiten veränderliche Widerstände bei dem gewohnten Potential und bei der Länge der geprüften Flüssigkeitssäule anzeigen. Wir erinnern schliesslich an das, was ausführlich über die Bedingungen daselbst gesagt ist, welche eine vollkommene Vergleichbarkeit der Resultate verwirklichen lassen.

Widerstände einiger nichtleitender Substanzen in nichtleitenden Flüssigkeiten.

Gelöster Schwefel in Schwefelkohlenstoff		Gelöstes Naphtalin in Benzol		Gelöstes Naphtalin in Toluol	
Prozente vom Schwefel	Widerstände (Ohm)	Prozente vom Naphtalin	Widerstände (Ohm)	Prozente vom Naphtalin	Widerstände (Ohm)
0	$17 \cdot 10^{12}$	0.	$2.2 \cdot 10^{14}$	0	$1.9 \cdot 10^{14}$
1.6	$85 \cdot 10^{12}$	1.9	$1.1 \cdot 10^{14}$	0.2	$1.5 \cdot 10^{14}$
3.3	$4.6 \cdot 10^{12}$	7.6	$0.6 \cdot 10^{14}$	7.4	$1.0 \cdot 10^{14}$
4.8	$5.2 \cdot 10^{12}$	19.0	$0.4 \cdot 10^{14}$	15.0	$0.8 \cdot 10^{14}$
6.4	$5.0 \cdot 10^{12}$	28.0	$0.25 \cdot 10^{14}$	18.0	$0.7 \cdot 10^{14}$
7.8	$5.0 \cdot 10^{12}$	36.0	$0.2 \cdot 10^{14}$		
16.5	$4.1 \cdot 10^{12}$				

meters verbunden wird, so findet man das Potential x, welches das System (Nadel und Kugel) erreicht, durch die Beziehung

$$3) \quad r_0 V^1 = (r_0 + c) x;$$

r_0 muss in Centimetern ausgedrückt werden. Aus 3 erhält man

$$4) \quad x = \frac{r_0 V'}{c + r_0}.$$

Bezeichnet δ_1 nun die neue Ablenkung der Nadel bei Verbindung mit der isolierten, vorher geladenen Kugel, so erhält man durch 4

$$5) \quad c \frac{r_0 V}{c + r_0} = K \delta_1.$$

Entfernt man aus 2 und 5 die Konstante K und bestimmt die Grösse von c, so erhält man: c = elektrostatische Kapazität der Nadel

$$= \frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1} r_0$$

elektrostatische Einheiten. In Farad wird die Grösse von c betragen:

$$c = \frac{\delta_0 - \delta_1}{\delta_1} r_0 \frac{1}{3^2 \, 10^{11}}$$

Farad.

Bei diesem Vorgehen wurde als Mittel aus einer grossen Anzahl von Messungen, die vor und nach den Bestimmungen der Widerstände vorgenommen wurden, $c = 2.9 \cdot 10^{11}$ Farad gefunden.

Sind auf diese Weise alle Werte der Grössen, welche ins zweite Glied der Gleichung 1 eintreten, bekannt, so kann man die Grösse von R berechnen. Ich nehme hier Abstand davon, alle praktischen Winke und experimentellen Vorsichtsmassregeln zu wiederholen, geschweige denn die Konstruktionsdaten der angewandten Apparate, weil ich in meiner bereits mehrfach citierten früheren Arbeit alles ausführlich besprochen habe, sodass ich mich hier vollständig auf dieselbe beziehen kann.

Ich habe den Verlauf der Veränderungen des elektrischen Widerstandes an einer grossen Anzahl fester, in Benzol und Toluol gelöster Substanzen geprüft; bei prozentualer Zunahme bei allen geprüften Substanzen ist er nahezu der gleiche; ich bringe deshalb hier nur die Resultate, die das in oben genannten Flüssigkeiten gelöste Naphtalin und der im Schwefelkohlenstoff gelöste Schwefel ergaben. Alle verwendeten Substanzen, flüssige wie feste, habe ich von der Firma Kahlbaum aus Berlin bezogen; ich habe sie wiederholt destilliert; die flüssigen wurden dann getrocknet, indem sie in einen Rückfallapparat in Anwesenheit von reinem Chlorcalcium zurückdestillierten; die festen wurden lange Zeit unter einem Schwefelsäure-Trockner aufbewahrt.

Die Resultate sind folgende: (siehe obige Tabelle).

Aus obigen Resultaten kann man entnehmen:

1. Die elektrischen Widerstände nichtleitender Flüssigkeiten nehmen ab, wenn in letzteren gleichfalls nichtleitende, feste Substanzen aufgelöst werden.

2. Diese Abnahme wird grösser mit dem Prozentsatz der gelösten Substanzen, zuerst sehr schnell, weiterhin langsam, als ob der Widerstand nach einer asymptotischen Grenze strebte.

3. Die grösste Abnahme ist nicht derart, dass sie die Grössenordnung der Nichtleitbarkeit der Flüssigkeit verminderte. Dies macht uns glauben, dass in diesen Fällen eine wirkliche Ionisation nicht stattfindet; denn es ist jetzt ausser Zweifel, dass die Bildung einer Anzahl freier Ionen, wie klein sie auch sein möge, den Widerstand so stark herabsetzen würde, dass sie die Flüssigkeit sehr viel leitungsfähiger machen würde, als in Wirklichkeit der Fall ist.

(Aus dem Italienischen übersetzt von H. Rhumbler.)

(Eingegangen 5. Januar 1903.)

Über die Emanation des Phosphors.

Von G. C. Schmidt.

In einer vor kurzem erschienenen Abhandlung[1]) habe ich auf Grund einer Reihe von

1) G. C. Schmidt, diese Ztschr. **3**, 475, 1902.

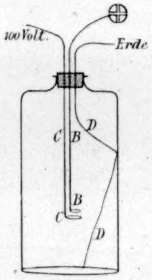
Versuchen den Schluss gezogen, dass das Auftreten von Ionen bei der langsamen Oxydation des Phosphors nicht erwiesen sei, dass vielmehr alle die Leitfähigkeit der Luft in Gegenwart von sich oxydierendem Phosphor betreffenden Erscheinungen sich durch die Konvektion der Elektrizität durch die festen, nebelförmigen, leitenden Oxydationsprodukte erklären lassen.

Da ich glaubte, dass dies Gebiet infolge dieses Ergebnisses kein Interesse mehr beanspruchen würde, so habe ich mich mit einer kurzen Beschreibung meiner Versuche begnügt.

Inzwischen ist Herr Harms[1]) zu einem dem Obigen entgegengesetzten Resultate gelangt, nämlich dass die durch Phosphor erzeugte Leitfähigkeit der der Flammengase ähnlich ist.

Ich habe hieraufhin meine Versuche wieder aufgenommen, auf das sorgfältigste wiederholt und erweitert und bin wieder zu demselben Resultat wie oben gelangt. Indem ich wegen Einzelheiten auf meine ausführliche, demnächst in den Annalen erscheinende Abhandlung verweise, beschreibe ich an dieser Stelle nur einen Versuch, welcher entscheidend ist.

Bringt man in die Flasche (Figur) auf die Schale *C* ein Stückchen Phosphor, so wird nach Anlegung einer elektromotorischen Kraft der Nebel emporgeschleudert und bewegt sich in



Richtung bez. entgegengesetzt der Richtung der Kraftlinien. Diese Thatsache, welche ich schon in meiner ersten Abhandlung beschrieb, erklärte ich, indem ich annahm, dass die festen Oxydationsprodukte des Phosphors sich an der unteren Platte lüden und dann nach bekannten Gesetzen emporgeschleudert würden. Auch nach der Elektronentheorie lässt sich diese Erscheinung erklären, wenn man annimmt, dass die Elektronen sich an die festen nebelförmigen Teilchen anlagern, eine Hypothese, die Herr Harms auch direkt ausspricht.

1) F. Harms, diese Ztschr. **4**, 111, 1902.

Auf Grund der Elektronentheorie muss man dann weiter eine der folgenden drei Annahmen machen:

1. Nur die positiv geladenen Elektronen lagern sich an die nebelförmigen Oxydationsprodukte an,

2. oder nur die negativen,

3. oder sowohl die positiven als auch die negativen.

Um zwischen beiden Erklärungen und zugleich zwischen diesen drei Annahmen zu entscheiden, wurde ein Stückchen Phosphor seitwärts und unterhalb von *C* gelegt. Die Schale *B* wurde von *C* etwas weiter entfernt, als es in der Figur dargestellt ist. Von dem Phosphor stieg ein nebelförmiger Faden in die Höhe und endete oben in der Flasche. War *C* negativ, so war zu erwarten, dass der Nebel angezogen werden würde, falls nur die positiv geladenen Elektronen sich an denselben anlegen; falls nur die negativ geladenen Elektronen sich anlagerten, war eine Abstossung zu erwarten, die bei Umkehrung der E.M.K. in eine Anziehung übergehen musste. Nach der Annahme 3 war eine Teilung des Nebels zu erwarten. Der Versuch ergab, als sich der Phosphor in einer Entfernung von z. B. 15 mm von der unteren Platte befand, gleichgültig ob *C* positiv oder negativ geladen war, bei 80 Volt stets eine Anziehung. Bei 160 Volt wurde der Strahl umgebogen und fiel, wie ein Springbrunnen auf die untere Platte; bei noch höherer E.M.K. senkte er sich immer mehr, bis er schliesslich sich geradlinig zur unteren Platte bewegte. Niemals habe ich auch nur eine Spur einer Teilung beobachten können.

Dieser Versuch ist mit der Elektronentheorie völlig unvereinbar und erklärt sich einfach folgendermassen: Bei der Oxydation des Phosphors entstehen feste Produkte, welche gute Leiter der Elektrizität sind; diese werden durch Influenz geladen, wandern zur unteren Platte, und werden schliesslich nach bekannten Gesetzen zur oberen Platte emporgeschleudert. Erwägt man nun, dass der Raum in der Nähe eines sich oxydierenden Phosphorstückchens von solchen festen leitenden Teilchen erfüllt ist, wovon man sich leicht beim Bestrahlen mit Bogenlicht überzeugen kann, so liegt es auf der Hand, dass kein geladenes Elektrometer in diesem Raume seine Ladung behält.

Herr Harms beschreibt einen ähnlichen Versuch: „Befand sich dieser Nebelfaden in unmittelbarer Nähe der Kugel, so wurde er durch Laden oder Entladen der Kugel nicht sichtbar abgelenkt .... Diese Beobachtungen sind wohl schwer mit der Schmidtschen Theorie in Einklang zu bringen". Dieser Versuch des Herrn Harms steht im schroffsten Wider-

spruch mit meinem, da ich bei 80 Volt — höhere Spannungen hat Herr Harms nie benutzt — stets eine Einwirkung auf den Nebelfaden beobachtet habe. Sicher wird er bei höheren Spannungen dieselben Ablenkungen wie ich beobachten.

Die chemische Untersuchung ergab, dass die festen nebelförmigen Teilchen aus Phosphorsäure, phosphoriger Säure und unterphosphoriger Säure und nicht aus Ammoniaksalzen, wie die Herren Elster und Geitel[1]) glaubten, bestehen.

Herr Harms hat ferner meine Versuche über die Leitfähigkeit in Luft, in der Phosphor verbrannt ist und in der ein dicker Nebel sich befindet, nicht wiederholen können; er hat aber dabei übersehen, dass ich unter ganz anderen Versuchsbedingungen arbeitete als er, nämlich ich in sehr feuchter Luft, er in sehr trockener. Bei der Verbrennung des Phosphors entsteht das nichtleitende Phosphorsäureanhydrid — Luft, in der dasselbe schwebt leitet nicht. Durch den Überschuss an Feuchtigkeit verwandle ich das nichtleitende Anhydrid in die gut leitenden Säuren. Herr Harms hat bei seinen Versuchen über die langsame Oxydation die Phosphorsäuren, bei seinen Versuchen über die schnelle Oxydation das Anhydrid in Händen, während ich dauernd mit den Säuren experimentiere.

Herr Harms hat ferner meine Resultate in betreff des Salmiakdampfes nicht bestätigen können. Der Grund liegt wahrscheinlich darin, dass er zu kleine Spannungen angewandt hat, ich benutze stets E.M.K. zwischen 1000—2000 Volt, er nur 80 Volt.

Dagegen kann ich das aus den Versuchen mit dem Tabaksrauch gezogene Resultat nicht aufrecht erhalten: es sind bei meinen früheren Versuchen Salze mitgerissen worden, die das Elektrometer luden.

In meiner ausführlichen Abhandlung habe ich noch eine Reihe von Versuchen beschrieben, welche mit der Elektronentheorie völlig unvereinbar sind, welche zwanglos aus der von mir gegebenen Erklärung folgen. Ich halte daher nicht nur alle meine Versuche, sondern auch alle meine Schlüsse, mit Ausnahme des in betreff des Tabakrauches aufrecht.

1) Wied. Ann. **39**, 326, 1890.

Erlangen, 7. Januar 1903.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Induzierte Radioaktivität, die in Luft am Fusse eines Wasserfalles erregt wird.

Von J. C. Mc Lennan.

1. Vor etwas länger als einem Jahre fanden Elster und Geitel[1]), dass ein negativ geladener Draht, der einige Stunden lang an der freien Luft oder in einem sehr grossen geschlossenen Raum belassen wurde, vorübergehend radioaktiv wurde. Seitdem sind zahlreiche Beobachtungen über diesen Effekt angestellt worden und man ist allem Anschein nach allgemein der Ansicht, dass derselbe von der Anwesenheit eines ganz besonderen Bestandteiles der atmosphärischen Luft herrührt, ähnlich der Thoriumemanation, die, wie Rutherford[2]) gezeigt hat, in allen Körpern, mit denen sie in Berührung kommt, Radioaktivität induziert, besonders wenn dieselben negativ elektrisiert sind.

Die Schwierigkeit, mit der eine Bestimmung und Regelung der atmosphärischen Bedingungen verbunden ist, welche für Beobachtungen dieser erregten oder induzierten Radioaktivität geeignet sind, zeigte, wie wünschenswert es wäre, die Versuche an einem Orte anzustellen, wo bekanntermassen aussergewöhnliche elektrische Verhältnisse beständig in der Atmosphäre herrschen. Der Niagarafall ist nun nach Lenards[3]) Untersuchungen eine solche Örtlichkeit, da die feinen Gischttropfen, in die Wasser beim Passieren eines Falles gebrochen wird, wie er festgestellt hat, beim Aufprall auf die feuchten Felsen am Fusse des Wasserfalles der umgebenden Luft eine negative elektrische Ladung und dem Wasser eine positive Ladung mitteilen. Dank der Liebenswürdigkeit des Herrn Thomas Walsh, Inspektor der Nationalparkanlage vom Niagarafall, war Verfasser in der Lage, im September 1902 eine kleine Beobachtungsreihe über induzierte Radioaktivität am Fusse des Falles anzustellen. Das allgemeine Ergebnis der Untersuchung war, dass während der Dauer des Versuches der Betrag der in einem am Fusse des Falles sich selbst überlassenen Drahte induzierten Radioaktivität ganz bedeutend kleiner war, als in einem Drahte, der in derselben Art in Toronto sich selbst überlassen wurde.

2. Der Apparat.

Bei vorliegenden Beobachtungen wurden die Messungen mit einem Quadrantelektrometer angestellt, der nach dem Mascartschen Typus von Carpentier konstruiert war. Die ursprüngliche Seidenaufhängung des Apparates wurde durch einen weniger als 0,025 Millimeter

1) Elster und Geitel, diese Zeitschr, **2**, 590, 1901.
2) E. Rutherford, Phil. Mag., **49**, 1 u. 161, 1900.
3) Lenard, Wied. Ann. **46**, 584, 1892.

dicken Phosphorbronzestreifen ersetzt, der mit seinem oberen Ende zur Erzielung genügender Isolierung an einem Ebonitstabe befestigt war. Die Nadel wurde mit einer Batterie kleiner Akkumulatoren, wie sie ähnlich in der Reichsanstalt installiert sind, geladen. Die Ausschläge wurden durch die Bewegung des Bildes des Fadens einer Glühlampe auf einem durchsichtigen etwa 1 Meter vom Elektrometer aufgestellten Massstabe gemessen.

Wenn man der Nadel ein Potential von 480 Volt erteilte, so war die Empfindlichkeit des Instruments derart, dass auf dem Massstabe eine Ablenkung von 1000 mm bei einer Potentialdifferenz von einem Volt zwischen den Quadranten hervorgerufen wurde. Bei Messung der induzierten Radioaktivität wurde blanker Kupferdraht Nr. 24 auf eigens konstruierten isolierenden Ständern (Fig. 1) der freien Luft ausgesetzt; dieselben waren an in geeigneten Abständen errichteten Bambusstäben befestigt.

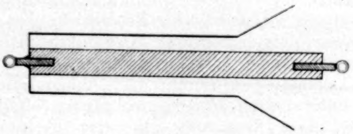


Fig. 1.

Der Draht wurde mit Hilfe einer kleinen Toepler-Holtzschen Elektrisiermaschine, die mit einem Wassermotor betrieben wurde, geladen; auf diese Weise erhielt man ihn auf einem Potential von acht bis zehn Tausend Volt.

Der in Fig. 1 abgebildete Isolator bestand aus einem etwa 20 cm langen Messingrohr, das an einem Ende geschlossen war und am anderen Ende eine glockenförmige Öffnung hatte.

In dieses Rohr wurde ein Ebonitstab eingeschraubt, der leicht wieder entfernt werden konnte, wenn es nötig war, seine Oberfläche zu erneuern. An der Röhre und am Ebonitstabe befestigte Haken sorgten für gehörige Stütze des Isolators und für Aufhängung des Drahtes.

Bei den Versuchen am Fusse des Falles wurde festgestellt, dass mit diesen Isolatoren ein Draht mit Leichtigkeit stundenlang selbst in einem Strome von Gischt auf einem Potential von 10000 Volt erhalten werden konnte.

Der sich selbst überlassene Draht wurde mit Hilfe des in Fig. 2 abgebildeten Apparates auf induzierte Radioaktivität untersucht. *A* ist ein galvanisierter Eisencylinder von etwa 30 cm Höhe und 20 cm Durchmesser, der auf einer isolierten Plattform aufsitzt und einen mit einer geflanschten Öffnung versehenen abnehmbaren Deckel trägt; in dieselbe war ein etwa fünf Centimeter im Durchmesser fassender Ebonitzapfen eingesetzt. Ein Messingrohr *C* wurde durch diesen Zapfen geschoben und ein zweiter Ebonitzapfen fest in ihn eingesetzt. Dieser zweite Zapfen trug einen Messingstab *D*, an dem *B*, eine Messingrolle, aufgehängt wurde; auf diese Rolle wurde der zu untersuchende Draht aufgewunden. Die Messingröhre *C*, die während der ganzen Dauer der Versuche mit der Erde in Verbindung stand, diente als Schutzring und verhindert jeden Ladungsverlust von Gefäss *A* aus nach dem Stabe *D* hin durch die Ebonitzapfen.

Der von der spontanen Ionisierung der Luft im Gefäss herrührende Sättigungsstrom wurde zunächst bestimmt, indem man den Stützstab

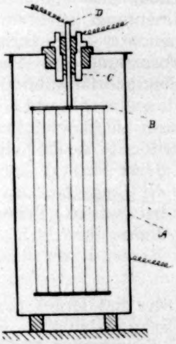


Fig. 2.

D mit dem Elektrometer in gewohnter Art verband und *A* ein Potential von 100 Volts lieferte; hierauf wurde der Versuchsdraht auf die Rolle aufgewickelt, in das Gefäss eingesetzt, und der Sättigungsstrom wiederum bestimmt. Jedes Anwachsen des Ionisierungsstromes wurde als Mass der im Versuchsdraht induzierten Radioaktivität benutzt.

Da es unmöglich war, wenn man den Apparat an zwei verschiedenen Stellen installierte, dessen sicher zu sein, dass die Empfindlichkeit auch genau dieselbe geblieben war, hielt ich es für nötig, zum Vergleiche eine Ionisierungseinheit zu besitzen. Ein radioaktives Präparat, das Verfasser zur Zeit der Versuche in seinem Laboratorium hatte, wurde gewählt, und da eine kleine Menge hiervon in einem Glasfläschchen, wie der Versuch lehrte, einen konstanten Ionisierungsstrom lieferte, wenn man sie in gegebener Lage in der Kammer *A* unterbrachte, so wurde dieser Strom als Masseinheit angenommen und die bei den einzelnen Versuchen gemessenen Ströme in dieser Einheit ausgedrückt.

3. Die Versuche.

Sowohl bevor ich mich nach dem Niagarafall begab, als auch nach meiner Rückkehr von dort wurde eine Versuchsreihe in dem viereckigen Hofe der Universität Toronto unternommen. Annähernd 30 Meter lange Kupferdrähte wurden während je zweistündlicher Zeitperioden an verschiedenen Tagen auf einem Potential von 8000 bis 10000 Volt belassen. Nachdem ein Draht diese Einwirkung erfahren hatte, wurde er in die Ionisierungskammer gebracht, der Sättigungsstrom gemessen, und seine auf diesem Wege ermittelte Radioaktivität als Funktion des radioaktiven Normalpräparats ausgedrückt.

Die so bei Annahme des Normalsättigungsstromes als Einheit erhaltenen Werte zeigten erhebliche Veränderlichkeit des erregten Radioaktivitätsbetrags; der höchste beobachtete Wert betrug 1,75 und der niedrigste 0,6. Die zwischenliegenden Werte bewegten sich zwar innerhalb dieser Grenzen, waren aber ganz unregelmässig und schienen mehr vom Vorhandensein und von der Geschwindigkeit des Windes als von anderen Wetterveränderungen abzuhängen. Das Eintreten von Regenschauern übte auf die induzierte Radioaktivität keinen merklichen Einfluss aus. Häufig beobachtete ich, dass Beobachtungen, die ich des Morgens anstellte, grössere induzierte Radioaktivität ergaben, als die des Nachmittags; wenn ich jedoch nach Sonnenuntergang beobachtete, so erhielt ich im allgemeinen Werte, die denen des Morgens gleich oder manchmal noch grösser als diese waren.

Die Beobachtungen wurden in Toronto zwischen dem 5. und 12., sowie zwischen dem 19. und 23. September angestellt; dazwischen lagen die vom Niagarafall. Die Werte der beiden Torontoer Reihen zeigten ähnliche Änderungen und lagen in beiden Fällen innerhalb der angegebenen Grenzen. Das Wetter war, abgesehen von einigen wenigen Regenschauern, ununterbrochen gleichmässig schön.

Bei Ausführung der Versuche am Niagarafall wurde das Elektrometer mit Zubehör in dem Erdgeschoss der Landungsstation am Fusse der Bergbahn aufgestellt. Es war ein grosser Raum mit Steinwänden und einem Cementboden, der infolge seiner ziemlichen Trockenheit für diese Untersuchungen sehr wohl geeignet war. Die zur Ladung des Drahtes bestimmte Elektrisiermaschine wurde gleichfalls in diesem Raume untergebracht und der Versuchsdraht von dort aus durch ein Fenster gelegt und in drei Strecken von je etwa 30 Metern aufgehängt; die Isolierung wurde auf die schon beschriebene Weise besorgt.

Die Örtlichkeit war ganz wunderbar für die Ausführung der Versuche geeignet, da der Draht bis in eine Entfernung von 1 bis 2 Metern von der ungeheuren fallenden Wassermasse gebracht werden konnte. Die erste Drahtlänge war gewöhnlich in sehr feinen Schaum gehüllt; der die zweite umgebende war schwerer, während der auf die dritte niederströmende Gischt dem heftigsten Regen glich.

Ein besonders interessanter Begleitumstand des ersten Exponierens bestand darin, dass der Draht, wenn er in den Schaum gehängt wurde, sofort elektrisch geladen wurde. Wenn man ihn an ein elektrostatisches Voltmeter befestigte, so erhielt man ein etwa 7500 Volt betragendes Potential, und machte es keinen Unterschied, ob man bei Tage oder bei Nacht beobachtete.

Die Ergebnisse zahlreicher Versuche mit den verschiedenen Drahtabteilungen zeigten, dass Entfernung der dritten gewöhnlich einen Abfall des Potentials der übrigen Abteilungen von 7500 auf etwa 5500 Volt hervorrief, während die erste Abteilung, allein exponiert, ein zwischen 3000 und 4000 Volt variierendes Potential ergab. Hieraus konnte man den Schluss ziehen, dass der Schaumregen die Ursache dieser Elektrisierung war und dass das Potential des Drahtes im wesentlichen von dessen Dichte abhing. In Anbetracht der Beständigkeit dieser Elektrisierung des exponierten Drahtes wurde die bei den Torontoer Versuchen nötige Elektrisiermaschine nicht benutzt.

Bei der Prüfung auf induzierte Radioaktivität wurde der Draht immer je etwa zwei Stunden lang exponiert und abteilungsweise entfernt, derart, dass jede Abteilung durch eine neue Drahtlänge ersetzt wurde. Es wurde dieselbe Prüfungsmethode wie in Toronto benutzt, die Resultate wurden auch hier in der durch das Normalpräparat gelieferten Einheit ausgedrückt.

An vier verschiedenen Tagen wurde mit folgenden Resultaten *A*, *B* und *C*, je nach der Abteilung des Drahtes, beobachtet. (*A* war der Beobachtungsstation und *C* dem Falle am nächsten.)

Datum	Untersuchte Abteilung des Drahtes	Induzierte Radioaktivität, wenn Sättigungsstrom der Normalsubstanz = 1,0
12. Sept.	*A*	0,1
	B	0.31
	C	keine solche beobachtet
13. Sept.	*A*	0,16
	B	keine beobachtet
	C	nicht exponiert
16. Sept.	*A*	0,13
	B	0,14
	C	0,11
17. Sept.	*A*	0,15
	B	0,12
	C	keine beobachtet

Aus diesen Zahlen kann man ersehen, dass die an den Abteilungen *A* und *B* beobachteten induzierten Radioaktivitäten nur geringe Unter-

schiede aufweisen. Bei der dem Falle am nächsten liegenden Abteilung *C* war jedoch nur bei der einen von den ausgeführten 3 Expositionen eine messbare Radioaktivität zu bemerken.

Gewöhnlich wurde diese Abteilung von Massen herabfallenden Wassers getränkt; ausserdem war sie wie der übrige Teil des Drahtes von feinem Sprühregen umgeben. Am 16. September gingen die Luftströmungen während des Exponierens jedoch derart, dass die Wasserschichten beiseite gedrängt wurden und nur der feine Sprühregen mit der betreffenden Abteilung in Kontakt kommen konnte.

Wie schon erwähnt, war der die Abteilung *B* einhüllende Gischt im Anfang dichter als der *A* berührende; die Verhältnisse waren jedoch nicht permanent, da der Schaum durch Windstösse hin- und hergeblasen wurde, deren Richtung in dem Engthale fortwährend wechselte.

Das Hauptinteresse, das die Resultate bieten, liegt in dem Umstande, dass die induzierte Radioaktivität bedeutend geringer als in Toronto war. Es ist aus den Zahlen zu ersehen, dass die bedeutendste Radioaktivität, die ich am Niagarafalle beobachtete, 0,3 betrug, während die kleinste in Toronto während der Versuchsdauer beobachtete 0,6 war. Die Zahlen zeigen auch, dass im Durchschnitt die in Toronto induzierte Aktivität mindestens sechs- bis siebenmal so gross war wie die am Falle induzierte.

Die Beobachtungen wurden an beiden Stellen nicht zur selben Zeit angestellt, weswegen ein direkter Vergleich unmöglich ist; da aber während der ganzen Dauer der Versuche keinerlei Unterbrechung des zur Zeit herrschenden Wetters stattfand, und da die in Toronto vor der Reise nach Niagara gefundenen Werte fast dieselben waren wie die nach der Rückkehr erhaltenen, so kann man mit Fug und Recht den Schluss ziehen, dass die Luft am Fusse des Falles ein fortdauernd geringeres Vermögen besitzt, Radioaktivität zu induzieren als die Luft an etwas entfernt gelegenen Orten.

Während der Dauer der Versuche wurde der Wasserschaum häufig auf Radioaktivität hin untersucht. Dies wurde derartig gemacht, dass eine gewisse Menge gesammelt und verdampft und dass sie enthaltende Gefäss geprüft wurde. In keinem Falle konnte ich auch nur eine Spur von Radioaktivität beobachten.

Universität Toronto, 30. Okt. 1902.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

Zur Kenntnis der Vorgänge in einer Holtzschen Maschine.

Von K. R. Johnson.

Über die Natur und die Entstehungsbedingungen der elektrischen Funken herrschen zwei voneinander weit verschiedene Ansichten. Der einen gemäss sollen die Funken in der Weise entladen werden, dass die Funkenstrecke etwa wie ein metallischer Leiter funktioniert. Der Widerstand der Funkenstrecke soll nach dieser Vorstellung im allgemeinen nur einen Bruchteil eines Ohms betragen, und diese Vorstellung ergiebt sich als ein Rechenresultat der beobachteten Ergebnisse unter der Voraussetzung, dass man nach dem Vorgange von Kirchhoff, Hertz u. a. die Annahme macht, dass ein durch eine Funkenstrecke unterbrochener Leiter als eine geschlossene Strombahn betrachtet werden kann und dass die Stromstärke im metallischen Kreise der Intensität des Funkenstromes gleich sei. Gegen diese Voraussetzungen können berechtigte Einwände erhoben werden. Stehende elektrische Schwingungen zeigen nicht überall im offenen Kreise dieselbe Stromstärke; die Stromintensität ist z. B. an den Enden eines Resonators gleich Null, während sie in der Mitte desselben zwischen einem positiven Maximum und einem negativen Minimum schwankt. Die Stromintensität ist folglich im metallischen Kreise keineswegs konstant, und um so weniger sind wir berechtigt, die Stärke des Funkenstromes, wenn die Enden des Resonators in eine Funkenstrecke zusammengebogen werden, mit der Stromintensität in irgend einem beliebigen Punkte des metallischen Leiters gleich anzunehmen. Die oben erwähnte Berechnungsmethode muss deswegen irre führen, und wir wollen deswegen den durch diese Methode berechneten Widerstand der Funkenstrecke als **den falschen Widerstand** bezeichnen. Wenn z. B. die Funkenstrecke eines übrigens geschlossenen Kreises soweit ausgezogen wird, dass die Entladung vollständig ausbleibt, so kann man ja auch in diesem Falle die Stromintensität messen, und das Messinstrument (z. B. ein Dynamometer) kann sogar eine beträchtlichere Stromstärke als beim Überspringen der Funken angeben, und die oben erwähnte Berechnung muss also einen noch geringeren Ohmschen Widerstand bei der Funkenstrecke ergeben, obwohl wir wissen, dass die Intensität des Funkenstromes gleich Null ist.

Zu der anderen Auffassung der Funkenstrecke kommt man durch eine etwas modifizierte Annahme über die Entladung. Vorausgesetzt dass wir die Funkenstrecke als einen Leiter betrachten können, so müssen wir annehmen, dass die Entladungspotentialdifferenz die auf die Funkenstrecke wirkende elektromotorische Kraft bildet, und weiter, wenn wir auch die bedenk-

liche Annahme beibehalten, nach welcher die Stromstärke an den Enden des metallischen Kreises mit der Intensität des Funkenstromes gleich ist, so muss diese Stromstärke im metallischen Kreise galvanometrisch gemessen werden, weil die dynamometrisch ausgemessene Stromstärke auch die an den Enden reflektierte Bewegung einschliesst, und diese Bewegung die Funkenstrecke nicht durchsetzen kann. Wenn wir aus den obigen Gründen die galvanometrisch bestimmte Stromstärke benutzen, und die dynamometrische verwerfen, so ergiebt sich für den Wert des fraglichen Widerstandes etwa 10 bis 1000 Megohm. Diese Berechnungsweise ist von Herrn Drude verwendet worden, und die Messresultate haben ergeben, dass der Widerstand grosse Variationen zeigt, die eine Leitfähigkeit der Funkenstrecke in der üblichen Meinung ganz ausschliessen. Wir wollen deswegen den von Herrn Drude berechneten Widerstand der Funkenstrecke als den **scheinbaren Widerstand** bezeichnen, und durch diese Benennungen sind auch die beiden Berechnungsmethoden charakterisiert. Nachdem wir diese für die folgenden Betrachtungen nötigen Auseinandersetzungen gegeben haben, wollen wir die folgenden einfachen Versuche kurz besprechen.

I. Erster Versuch.

Die Faradaysche Anschauung über die elektrostatischen Erscheinungen gründet sich auf einen Versuch, den er als einen vorzüglichen Beweis einer „Static Induction in Curved Lines" bezeichnete. Dieser Versuch wurde, wie die Fig. 1a andeutet, ausgeführt. Auf einen geriebenen Schellackcylinder S wurde eine Metallkugel B gelegt, die vom Schellackcylinder eine elektrische Ladung empfing. Oberhalb der Kugel lag eine horizontale Metallscheibe ss' und oberhalb dieser Scheibe wurde eine kleine Metallkugel g isoliert aufgestellt. Es ergab sich dabei stets eine Ladung der Kugel g, trotz des Zwischenschaltens des Schirmes ss', falls nämlich die Kugel g nicht unmittelbar am Schirme lag.[1] Diese elektrostatische Induktion kann auch auf folgende Weise demonstriert werden. Die geladene Kugel B wird durch den isolierten Konduktor DE (Fig. 1b) einer Holtzschen Maschine ersetzt, deren anderer Konduktor $D'E'$ zur Erde abgeleitet wird. Die Kugelstangen der Konduktoren werden so weit voneinander ausgezogen, dass kein Funke zwischen E und E' überspringt. Statt der kleinen Kugel g habe ich ein Goldblattelektroskop benutzt, dessen Knopf durch g' in Fig. 1b bezeichnet ist. Das Elektroskop giebt durch die Divergenz der Goldblättchen die durch die statische Induktion erzeugte Ladung unmittelbar an, und die Natur der Ladung wird in üblicher Weise durch eine Probescheibe geprüft. Ich stellte das Elektroskop in einer Entfernung von etwa 2 m von der Maschine auf, und konnte beim Umdrehen der Maschine einen Ausschlag von etwa 50^0 bis 60^0 im Elektroskop beobachten. (Selbst in einer Distanz von 5 m gelang das Experiment sehr gut, wenn die Luft trocken war.) Ferner wurde zwischen die Maschine und das Elek-

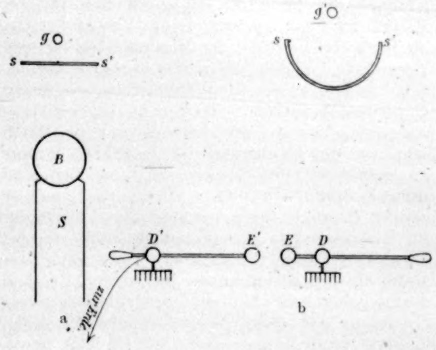


Fig. 1.

troskop ein Schirm gestellt; dieser Schirm war aus einem mit Stanniol beklebten, rechteckigen Stück Pappe angefertigt; die Oberfläche des Schirmes betrug etwa 70×70 cm^2 und er wurde zu einem Halbcylinder gebogen, wie ss' in Fig. 1b andeutet. Das Elektroskop liess ich immer denselben Platz einnehmen und der Schirm wurde längs der Verbindungslinie des isolierten Konduktors verschoben. Das Verfahren bestand einfach darin, dass nach der Entladung des Elektroskops durch Berühren mit dem Finger die bewegliche Glasscheibe der Maschine mit der Kurbel gedreht und der isolierte Konduktor in üblicher Weise geladen wurde. Dabei ergab sich eine Divergenz der Goldblättchen im Elektroskop, und diese Divergenz ist ein Mass der statischen Induktion. Im allgemeinen konnte ich keine merkliche Abweichung von der oben besprochenen Divergenz von 50^0 bis 60^0 beobachten, wenn der Schirm ziemlich entfernt vom Elektroskop aufgestellt wurde; erst wenn der Schirm nahe an das Elektroskop heranrückte, zeigte sich eine erheblich schwächere Divergenz, und wenn der Schirm so nahe kam, dass der Knopf g etwa mit der Achse des Halbcylinders zusammenfiel, blieb die Divergenz ganz aus. Innerhalb des cylindrischen Hohlraumes versagte die Divergenz vollständig. Ich bemerkte indessen, dass, wenn das Elektroskop zuerst innerhalb des Halbcylinders gestellt wurde

1) M. Faraday, Exp. Res. 1, S. 380—388, 1849.

und folglich keine Divergenz zeigte, und dann von seiner anfänglichen Lage ausserhalb des Cylinders geführt wurde, eine Divergenz sich ergab, die jedoch nicht besonders kräftig erschien. Weil der Konduktor dabei nicht entladen wurde und demzufolge noch eine Ladung trug, so konnte diese Divergenz möglicherweise von der rückständigen Ladung des Konduktors herrühren, was um so wahrscheinlicher erschien, weil die Divergenz besonders schwach war. Das Potential des Konduktors während des Ganges der Maschine muss nämlich im Vergleich zu dem rückständigen Potentiale, das er nach einiger Ruhe der Maschine besitzt, sehr gross sein, da die Elektrizität zum grössten Teil von den Spitzen des Saugkammes ausgeströmt ist. Weil jedoch die Möglichkeit nicht ausgeschlossen erschien, dass die Erscheinung von der Nachwirkung der Funkenstrecke herrühren könnte, so nahm ich den Schirm weg, lud den Konduktor durch Umdrehen der Kurbel und erzeugte dadurch die bereits erwähnte Divergenz im Elektroskop. Darauf wurde auch der isolierte Konduktor dadurch zur Erde abgeleitet, dass ein Metallstab über die beiden Konduktoren gelegt und in dieser Lage gelassen wurde. Nachdem auf diese Weise eine rückständige Ladung unmöglich gemacht worden war, wurde das Elektroskop durch Berühren des Knopfes mit dem Finger entladen und zuletzt von seiner Lage g nach dem Konduktor zu geführt. Dabei fingen die Goldblätter zu divergieren an, und die Divergenz nahm um so mehr zu, je näher das Elektroskop an die Maschine kam, um zuletzt an dem Konduktor ein Maximum zu erreichen. Bei diesem Versuche konnte der Konduktor keine zurückbleibende Ladung behalten, weil er ja immer mit der Erde verbunden blieb und die Divergenz, die beim Annähern des Elektroskops an die Maschine entsteht, kann nicht in anderer Weise als durch die Nachwirkung des elektrischen Feldes erklärt werden.

Es mag indessen erwähnt werden, dass die Ausführung dieses Versuches durch die atmosphärische Feuchtigkeit sehr empfindlich beeinflusst wird. Bei gutem, trockenem Wetter konnte ich das Elektroskop in einer Entfernung von 5 m von der Maschine aufstellen und die oben beschriebenen Vorgänge in dieser Entfernung wiederholen. Bei sehr feuchtem Wetter war dagegen das Goldblattelektroskop nicht empfindlich genug, um eine noch so kleine Divergenz anzuzeigen. Die Divergenz, welche die Goldblättchen durch die Nachwirkung des Feldes erfuhren, war stets erheblich kleiner, als die durch die unmittelbare Wirkung des geladenen Konduktors bewirkte Divergenz. Eigentlich bedeutet ja dies nichts anderes, als dass die Ladung des Konduktors ein elektrisches Feld erzeugt, das bei der plötzlichen Entladung dieses Konduktors noch weiter fortbesteht und nur allmählich bis zum Verschwinden abgeschwächt wird.

Endlich wurden die Kugelstangen DE und $D'E'$ so weit gegeneinander verschoben, dass die Funken zwischen E und E' schlugen. Beim Umdrehen des Kurbels zeigte sich keine Divergenz im Elektroskope, wenn dasselbe in der oben angegebenen Lage 2 m von der Maschine stand. Erst in einem kleineren Abstande von 60—70 cm wurde den Goldblättchen eine Bewegung erteilt, die jedoch bei geringer Funkenlänge unbedeutend war. Es ergab sich dabei keine andauernde Divergenz, sondern die Goldblätter fielen immer schlaff herab, sobald die Maschine angehalten wurde. Bei grösserer Funkenlänge wurde die Bewegung weit kräftiger und man konnte bei sehr grossen Funkenintervallen deutlich wahrnehmen, wie jeder einzelne Funke eine rasch verschwindende Divergenz hervorbrachte und die Blätter sogleich wieder herabfielen. Die Bewegung ist eine pendelförmige, indem jedes Blatt bei jedem Funken eine halbe Pendelschwingung vollführt.

Aus dem oben Gesagten geht hervor, dass die Wirkungen der Maschine ganz verschiedenartig sind, je nachdem die Funkenstrecke der Maschine ausgeschaltet oder in Thätigkeit versetzt wird. Damit steht ja die bekannte Thatsache gut im Einklang, dass der erste Entladungsfunke immer bei einem höheren Potentiale überspringt als die folgenden, denn der erste Funke rührt von einer statischen Potentialdifferenz, die folgenden von einer elektrodynamischen her.

II. Zweiter Versuch.

Die oben erwähnte pendelartige Bewegung im Elektroskope weist offenbar dahin, dass wir es mit einer elektrodynamischen Erscheinung zu thun haben, wenn die Funkenstrecke in Thätigkeit versetzt wird. Betrachten wir die Anordnung der Konduktoren, wie sie in Fig. 2

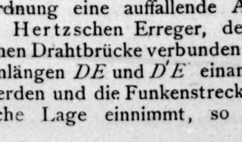


Fig. 2.

schematisch dargestellt worden ist, so zeigt diese Anordnung eine auffallende Ähnlichkeit mit einem Hertzschen Erreger, der mit der Lecherschen Drahtbrücke verbunden ist. Wenn die Stangenlängen DE und $D'E'$ einander gleich gemacht werden und die Funkenstrecke also eine symmetrische Lage einnimmt, so entspricht

offenbar der durch die Funkenstrecke abgebrochene Leiter $CDEE'D'C'$ dem Erreger; die an den Enden eines üblichen Erregers angebrachten Platten oder Kugeln werden ja durch die inneren Belegungen der Leydener Flaschen C und C' vertreten. Die äusseren Belegungen A und A' samt dem Verbindungsdrahte entsprechen dem Sekundärleiter in der kurzgeschlossenen Lecherschen Brückenanordnung. Endlich leisten die Saugkämme der Maschine, die in D und D' befestigt sind, dieselben Dienste, wie die Zuleitungsdrähte, die vom Induktorium zum Erreger führen. Der Verbindungsdraht AOA', der unter das Fussbrett der Maschine befestigt war, wurde entfernt und durch ein Paar 0,75 mm dicker Kupferdrähte ersetzt, die einander parallel gespannt mit den Metallplatten eines Endkondensators verbunden wurden. Beim Umdrehen der Maschine konnte ich die wohl bekannte Einteilung der Sekundärdrähte in Knoten und Bäuchen beobachten. Für die Bestimmung der Lage der Indifferenzpunkte war es nicht einmal nötig, die üblichen Indikatoren, Vakuumröhren und Hitzdrahtinstrumente, zu verwenden, sondern die Indifferenzpunkte liessen sich ganz gut beobachten, wenn man nur Goldblättchen paarweise an den beweglichen Querbrücken befestigte und die Punkte aufsuchte, wo die Blätter schlaff herabhängen blieben. Selbstverständlich kann man jedoch mit Goldblättchen die Lage der Indifferenzpunkte nicht so scharf wie mit anderen Indikatoren bestimmen. Diese Erscheinungen sind durch die Arbeiten der Herren Cohn und Heerwagen[1]), Ebert und Wiedemann[2]) u. a. wohl bekannt und ich erwähne deswegen nur, dass die Wellenlängen denselben, nichtharmonischen Charakter zeigten, wie die von den oben citierten Beobachtern bei etwas verschiedener Anordnung gefundenen. Durch diese Versuche ist also nicht nur konstatiert, dass bei den sogenannten elektrostatischen Entladungen Schwingungen wirklich vorhanden sind, sondern auch, dass sie einen vorwiegenden Anteil an den Entladungsvorgängen nehmen, wie es die von Herrn Jaumann ausgesprochene Anschauung verlangt. Was wiederum die bei den zahlreichen Beobachtungen über die Entladungsvorgänge gemessenen Funkenpotentiale betrifft, so sind sie nur effektive Potentialwerte, und weil es sich dabei nicht entscheiden lässt, ob und wieviel ein elektrostatisches Potential dabei mitwirkt, so haben die gemessenen Entladungspotentiale nur eine gewisse praktische Bedeutung.

III. Dritter Versuch.

Als einen Beweis für das Vorhandensein von Schwingungen bei der Holtzschen Maschine habe ich früher in den Annalen der Physik (**3**, 461 und **5**, 121) über eine Erweiterung der von Wollaston, Faraday und Buff angestellten Versuche berichtet. Nach Buff ist die Zerlegung des Wassers bei Anwendung einer statischen Maschine ohne eingeschaltete Funkenstrecke ganz normal, indem an der Anode nur Sauerstoff und an der Kathode nur Wasserstoff auftritt. Beim Einschalten einer Funkenstrecke tritt ausserdem Knallgas an jeder Elektrode auf, und die entwickelte Knallgasmenge nimmt mit wachsender Funkenlänge zu.[1]) „Wenn man nicht in der Leitung hin- und hergehende Ströme annehmen will, kann die Zersetzung keine elektrische sein" und Riess vermutete daher, dass sie durch die Hitze der Spitzen erfolgt sei. Eine einfache Überlegung zeigt indessen, dass diese Vermutung durch die Buffschen Versuche widerlegt wird. Das Einschalten der Funkenstrecke in die Leitung kann nur zu dem Widerstande des metallischen Kreises den Widerstand der Funkenstrecke addieren und mithin den Gesamtwiderstand vergrössern. Wenn wir von den obigen Versuchsresultaten absehen und die Annahme hin- und hergehender Ströme verwerfen, so müssen wir jedoch die elektromotorische Kraft der Maschine als unverändert betrachten, d. h. WJ ist eine Konstante, und WJ^2 muss folglich mit wachsendem Widerstand W abnehmen. Die beträchtlichere Entwickelung von Knallgas findet also bei einer schwächeren Gesamtentwickelung von Wärme statt, und dies steht mit der Riessschen Erklärung in Widerspruch.

Statt wie früher die Wollastonelektroden mit den Konduktoren zu verbinden, wurde der Versuch in der Weise wiederholt, dass die Wollastonelektroden an den Enden der von den äusseren Belegungen der Leydener Flaschen gezogenen Paralleldrähte befestigt und in fast reines und nur schwach angesäuertes Wasser eingetaucht wurden. Dabei ergab sich eine Entwickelung von Knallgas an jeder Elektrode, und wenn die eine Elektrode aus der Flüssigkeit heraufgehoben wurde, so wurde die Gasentwickelung an der zurückgebliebenen Elektrode dadurch nicht geändert, sondern die Zersetzung ging in ähnlicher Weise von statten, wie wenn die andere Elektrode auch in den Elektrolyt eintauchte. Beim Heraufheben der einen Spitzelektrode bemerkte ich — wenn nämlich die Funkenlänge so bedeutend war, dass die Funken eine geraume Zeit hindurch voneinander getrennt waren — wie der an der heraufgehobenen Elektrode haftende Tropfen plötzlich gegen die eingetauchte Elektrode angezogen wurde und sich zu einer Spitze verlängerte, um sich sogleich wieder an

1) E. Cohn und F. Heerwagen, Wied. Ann. **43**, 343, 1891.

2) H. Ebert und E. Wiedemann, Wied. Ann. **48**, 549, 1893.

1) Siehe A. Wüllner, Experimentalphysik **4**, 622 und folg. 1875.

die Elektrode zurückzuziehen, wobei das Funkenspiel also von lebhaften Zuckungen im Tropfen begleitet wurde. Offenbar geben diese Zuckungen die Potentialschwankungen im Felde an. Zuletzt benutzte ich als Elektrolyte eine Lösung aus Jodkaliumstärke. Dabei ergab sich jedoch, trotz der Empfindlichkeit der Jodreaktion, entweder gar keine oder höchstens nur eine schwache Spur von Jod, indem die Lösung oberhalb der Elektrode zuweilen fast unmerklich gebläut wurde, während sich gleichzeitig Knallgasblasen wie in den obigen Versuchen entwickelten. Bekanntlich wird die von freiem Jod blau gefärbte Stärkelösung durch Erwärmung entfärbt und man konnte deswegen vermuten, dass die Färbung wegen der Erwärmung ausblieb, eine Annahme, die sich jedoch nicht bestätigte, denn die Farbe blieb immer aus, wie lange auch die Lösung sich abkühlte. Diese Erscheinung ist also weder eine reguläre elektrolytische Zersetzung, noch eine Zerteilung zufolge der Erhitzung der Elektroden. In der That verhält sich nämlich ein Elektrolyt gegen sehr schnelle Schwingungen wie ein Nichtleiter, d. h. er zeigt gar keine elektrolytische Leitfähigkeit, und daraus folgt, dass die Elektrolyte keine Ausnahme von der Regel bilden, dass die Nichtleiter das Licht durchlassen, während die Leiter undurchsichtig sind.[1]) Von der beobachteten Knallgasentwickelung an den Spitzelektroden lassen sich, ausser dem von Buff aufgestellten Gesetze,

1. nach welchem die entwickelte Knallgasmenge mit der Funkenlänge wächst, auch die folgenden Einflüsse erkennen, nämlich
2. dass die Knallgasmenge mit wachsender Leitfähigkeit des Elektrolytes abnimmt und
3. ebenso dass sie mit wachsender Oberfläche der Elektrodenspitze vermindert wird.

1) A. Broca und E. Turchini, Compt. rend. **132**, 215, 1901.

Dies gilt jedoch nur innerhalb gewisser Grenzen, und besonders bilden die Fälle Ausnahmen, wo Funken von den Elektrodenspitzen durch die Gashülle brechen, was bei äusserster Verdünnung des Elektrolytes und bei sehr feinen Elektrodenspitzen zutrifft.

Übrigens stehen die besprochenen Thatsachen mit der von Herrn Malagoli aufgestellten und von Herrn Oliveci bestätigten Zersetzungsbedingung

$$\frac{J_0 T}{2\pi} > Q_0$$

gut im Einklang. Diese Bedingung bezieht sich auf einen Wechselstrom $J = J_0 \sin 2\pi \frac{t}{T}$ und bedeutet also, dass jede Schwingungsperiode eine Elektrizitätsmenge führen muss, die den Wert Q übersteigt; damit eine Zersetzung zu stande kommen wird. Diese Zersetzungsbedingung lässt sich mithin folgenderweise schreiben:

für Maschinenströme von der Periode $T = 10^{-2}$: $\frac{J_0 10^{-2}}{2\pi} > Q_0$

„ Induktionsströme „ „ „ $T = 10^{-3}$: $\frac{J_0 10^{-3}}{2\pi} > Q_0$

„ Teslaströme „ „ „ $T = 10^{-6}$: $\frac{J_0 10^{-6}}{2\pi} > Q_0$

„ Hertzsche Schwing. „ „ $T = 10^{-8}$: $\frac{J_0 10^{-8}}{2\pi} > Q_0$

Es ist also unmittelbar ersichtlich, dass bei immer ansteigender Frequenz man zuletzt zu einem Punkte kommen muss, wo das Erfüllen dieser Zersetzungsbedingung eine Amplitudengrösse J_0 verlangt, die mit unseren Hilfsmitteln nicht erreicht werden kann, d. h. bei sehr hoher Frequenz muss die Zersetzung ausbleiben.

Aus dem Obigen mögen wir schliessen, dass bei Hochfrequenzschwingungen eine Leitfähigkeit bei den Elektrolyten kaum noch in Frage gestellt werden kann, und was die Gase betrifft, so können wir ihnen einen wahren Ohmschen Widerstand nicht zuschreiben.

(Eingegangen 23. Dezember 1902.)

BESPRECHUNGEN.

E. Wiedemann, Über Lumineszenz. (Sonderabdruck aus der Festschrift der Universität Erlangen zur Feier des 80ten Geburtstages des Prinzregenten Luitpold von Bayern.) 28 S. Leipzig, A. Deichert Nachf. 1901. M. 1,—

Der Ausdruck Lumineszenz, der sich jetzt allgemein als sehr zweckmässig eingebürgert hat, ist der Physik von E. Wiedemann zugleich mit vielen experimentellen Beiträgen zu dem Gebiete geschenkt worden. Er umfasst alle die Leuchtvorgänge, bei denen ein Körper, im Gegensatz zur reinen Temperaturstrahlung, mehr Lichtstrahlen (im physikalischen Sinne) ausstrahlt, als seiner durch das Thermometer gemessenen Temperatur entspricht.

Während die Gesetze der Temperaturstrahlung durch die Physik der letzten Jahrzehnte in einfacher und bis zu einem gewissen Grade abgeschlossenen Weise formuliert werden konnten, ist das bei den Lumineszenzerscheinungen noch entfernt nicht gelungen. Indessen lassen sich die zahlreichen Thatsachen unter umfassenden Ge-

sichtspunkten ordnen, wie sie, gestützt auf die kinetische Gastheorie, vom Verfasser in seiner Mechanik des Leuchtens dargelegt sind. Somit enthält die Schrift übersichtlich und auf Grund der genannten Vorstellungen gruppiert eine wertvolle Übersicht über ein stattliches Thatsachenmaterial, zum allergrössten Teile durch die erfolgreiche Arbeit des Verfassers und seiner Schüler im Erlanger Institute zu Tage gefördert: Eine stolze und sicher nicht die geringste der Festgaben, die dem greisen Bayernfürsten dargebracht worden sind.

Die Kapitel sind, nach der die Strahlung allgemein und die Temperatur- und Lumineszenzstrahlung insbesondere definierenden Einleitung: Über die die Lumineszenz bedingenden Vorgänge, Arten der Lumineszenz, Einfluss der Art der Erregung auf die Lumineszenz, Einfluss der Temperatur auf die Lumineszenz, polarisierte Fluoreszenz, Abhängigkeit der Lumineszenz vom Aggregatzustand, Abhängigkeit von der chemischen Konstitution, Lumineszenz von Gemischen, Nutzeffekt, theoretische Betrachtungen.

Es muss dem besonderen Anlass der Festschrift zu gute gehalten werden, welcher naturgemäss die Förderung des Gebietes im Erlanger Institute zur Anschauung bringen wollte und sollte, dass die Bearbeitung auf die moderne Elektrooptik, namentlich das Zeemanphänomen so gut wie garnicht eingeht, aus der sich doch seitdem in vieler Hinsicht eine vertieftere und festere Definition unserer theoretischen Anschauungen über die Leuchtprozesse ergeben hat.

Aber auch wer an dem theoretischen Gerüste der Schrift keinen Gefallen findet, wird sonst Belehrung und Anregung in reichem Masse finden. Schade, dass die Litteraturnachweise weggelassen worden sind. H. Th. Simon.

(Eingegangen 23. August 1902.)

J. **Bosscha, Leerboek der Naturkunde.** (Lehrbuch der Naturkunde.) 4. Band. Licht, Erste Abteilung, besorgt von R. Sissingh. 6. Auflage. XV u. 722 S. Leiden, A. W. Sijthoff. 1902.

Von den ausführlichen Lehrbüchern der Physik sind in Deutschland wohl die bekanntesten die von Müller-Pouillet und Wüllner, wozu in neuester Zeit das ausgezeichnete Lehrbuch von Chwolson getreten ist. Während Müller-Pouillet mathematische Entwickelungen ganz in den Hintergrund drängt und durch schöne Abbildungen Versuche und Apparate zu erläutern und beschreiben sucht, benutzt Wüllner die Anfangsgründe der Infinitesimalrechnung in ausgedehntem Masse.

Das vorliegende holländische Lehrbuch steht zwischen Müller-Pouillet und Wüllner; hierdurch dürfte der Charakter des Buches hinreichend gekennzeichnet sein. Der Inhalt ist folgender: Fortpflanzung des Lichtes, Anfangsgründe der Photometrie, Reflexion, Brechung, Dispersion, Begrenzung des Strahlenbündels, Wahrnehmung des Lichtes, optische Instrumente, Spektralanalyse, Fluorescenz, Phosphorescenz, anomale Dispersion, Brechungsvermögen, Photometrie, Geschwindigkeit des Lichtes.

Der Verfasser, welcher überall die neuesten Errungenschaften berücksichtigt, entfernt sich vielfach in der Darstellung und Anordnung, wie schon aus dem Inhaltsverzeichnisse hervorgeht, vom Althergebrachten. Die Darstellung wird hierdurch frisch und wirken selbst bekannte Dinge neu. Auf Einzelheiten einzugehen, ist beim grossen Umfang und reichen Inhalt kaum möglich. So sei hier nur die eine Bemerkung gemacht, dass Kalium und Natrium beim Durchschneiden nur leuchten, weil sie sich oxydieren (S. 591) und dass daher diese Leuchterscheinung von anderer Natur ist als die beim Brechen der Urannitratkrystalle auftretende. G. C. Schmidt.

(Eingegangen 10. Januar 1903.)

C. **Musmacher, Kurze Biographien berühmter Physiker.** 280 Seiten. Freiburg, Herdersche Verlagshandlung. 1902. 1,80 M., geb. 2,40 M.

Der Verfasser wünscht durch das vorliegende Werk eine Beschäftigung der Schüler höherer Lehranstalten, mit der historischen Entwicklung der Physik den Unterricht zu beleben und zu vertiefen. Von Aristoteles bis Heinrich Hertz sucht er die Geschichte der Physik in lauter Einzelbiographien vorzuführen. Durch seine frische und doch sorgfältige Darstellung wird das Buch sicherlich Interesse erwecken und Anregung gewähren und die Abstraktion des physikalischen Stoffes durch den intimen Reiz des Persönlichen mildern.

Andrerseits muss bei dieser Art der Darstellung, bei der äusserlichen Anordnung, einfach nach den Geburtsjahren, eine gewisse Diskontinuität herbeigeführt werden. Es werden Persönlichkeiten wie Watt und Franklin nebeneinander gerückt, die nichts miteinander zu thun haben, während die wichtigsten Perioden gemeinsamen geistigen Schaffens und Aufbauens vollkommen zerrissen werden. So treten Bunsen und Kirchhoff, Gauss und Weber, Young und Fresnel z. B., die durch ihre Arbeiten auf das engste verbunden sind, in dem Rahmen der biographischen Behandlung weit auseinander.

Auch hätte der Verfasser vielleicht in seiner Auswahl noch etwas sorgfältiger verfahren können, so fehlt z. B. ein Segner gänzlich, so wird dem Juristen Kleist eine längere Biographie gewidmet wie Fraunhofer. Auffallend ist ferner

ein häufiges Verwechseln der Begriffe des „Entdeckens" und des „Erfindens" (so z. B. bei Oerstedt S. 163). — Immerhin aber kann das Buch Schülern zur Lektüre warm empfohlen werden. O. Behrendsen.

(Eingegangen 3. August 1902.)

F. W. Küster, Logarithmische Rechentafeln für Chemiker. Dritte, neu berechnete und erweiterte Auflage. 95 S. Leipzig, Veit & Comp. 1902. M. 2.—.

Die Küsterschen Rechentafeln sind weiten Kreisen von Chemikern ein fast unentbehrliches Rechenhilfsmittel geworden, das nicht nur im Unterrichtslaboratorium, sondern auch in der Praxis eine äusserst sachgemässe Vereinfachung der oft zeitraubenden und zu Ungenauigkeiten Anlass gebenden Rechenarbeit ermöglicht. Das Büchlein bemüht sich namentlich in der vorliegenden dritten Auflage, nicht nur den rechnerischen Anforderungen des reinen Chemikers, sondern auch denen des Physikochemikers und Physikers in elektrochemischen Dingen gerecht zu werden. Zu Grunde gelegt sind den Tafeln die von der Atomgewichtskommission der Deutschen Chemischen Gesellschaft Ende Dezember 1901 veröffentlichten Atomgewichtszahlen, die bekanntlich auf die Grundlage $O = 16{,}000$ bezogen sind.

Dem Werkchen selbst eingehendere Ausführungen zu widmen, erscheint bei der grossen Beliebtheit, welcher dasselbe sich schon früher erfreute, überflüssig, doch möge dem Referenten an dieser Stelle gestattet sein, darauf hinzuweisen, dass in den Kreisen der reinen Chemiker sich noch immer die Grundlage $H = 1$ für die Atomgewichte einer grossen Beliebtheit erfreut. Es wäre im Interesse der notwendigen Einheitlichkeit überaus zu bedauern, wenn es hier zu einer teilweisen Rückkehr zur Wasserstoffeinheit kommen sollte, denn es bedarf an dieser Stelle natürlich nur eines kurzen Hinweises auf die zahlreichen Gründe, welche für $O = 16$ als Grundlage sprechen (vergl. Zeitschrift für Elektrochemie **7**, S. 211 und 493), um für den Physiker, Physikochemiker und Elektrochemiker eine Rückkehr zur Grundlage $H = 1$ völlig unmöglich erscheinen zu lassen. Emil Bose.

(Eingegangen 27. September 1902.)

L. Mathet, Traite de Chimie Photographique. (Lehrbuch der photographischen Chemie.) II. Edit. Tome I. gr. 8. VI und 306 Seiten. Paris, Charles Mendel. Fr. 8,—.

Der Verfasser giebt zunächst eine allgemeine Einführung in die Chemie und einen kurzen Abriss der qualitativen sowie der quantitativen Analyse; sodann folgt eine ausführliche Besprechung der mannigfaltigen photographischen Prozesse. Das Buch soll jeden nicht chemisch vorgebildeten Photographen in stand setzen, sämtliche in der Photographie erforderlichen Präparations- und Untersuchungsmethoden auszuführen; allenthalben ist auf elementare Darstellung geachtet. Einen Versuch, die Grundlagen der modernen allgemeinen Chemie zur Erläuterung der photographischen Prozesse heranzuziehen — was in neuerer Zeit auch in populär gehaltenen Büchern mit gutem Erfolg unternommen worden ist —, hat der Verfasser nicht angestellt. K. Schaum.

(Eingegangen 27. November 1902.)

E. Vogel, Taschenbuch der praktischen Photographie. 10. Aufl. Bearbeitet von P. Hanneke. Mit 74 Abbild. u. 9 Tafeln. kl. 8. VII u. 321 S. Berlin, Gustav Schmidt. 1902. Geb. M. 2,50.

Die Beliebtheit des Vogelschen Taschenbuchs zeigt sich durch die Thatsache, dass wenige Monate nach dem Erscheinen der 8. und 9. Auflage eine 10. Auflage notwendig geworden ist. Was bei früherer Gelegenheit[1]) über das Buch gesagt wurde, gilt auch für die neue Ausgabe. K. Schaum.

1) Diese Zeitschrift, **3**, 352, 1902.

(Eingegangen 27. November 1902.)

Tagesereignisse.

Eine goldene Medaille im Werte von 1000 Kronen hat der Schwedenkönig gestiftet, die jedes fünfte Jahr einem hervorragenden Mathematiker, ohne Rücksicht auf die Staatsangehörigkeit, verliehen werden soll.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt wurden: der a. o. Professor der Pharmakologie Dr. Jaquet-Basel zum Ordinarius, der Dozent für medizinische Physik Dr. O. Frank-München zum a. o. Professor, der Direktor der Wiener graphischen Lehr- und Versuchsanstalt, Hofrat Dr. Josef Maria Eder, zum o. Professor an der technischen Hochschule in Wien, der Oberingenieur A. Walzel zum o. Professor des Brückenbaues an der deutschen technischen Hochschule in Brünn, der a. o. Professor Dr. L. Natanson zum o. Professor der mathematischen Physik an der Universität Krakau.

Dr. Szarvasy, Privatdozent für Elektrochemie am Polytechnikum in Budapest, erhielt den Charakter als a. o. Professor.

In Strassburg habilitierte sich Oberlehrer Dr. Epstein für Mathematik, in Wien Dr. Haschek für Experimentalphysik, in Greifswald Dr. O. Berg für Physik, in Berlin Dr. Schur für Mathematik.

Der Privatdozent der Chemie Dr. R. Löwenherz-Königsberg i/Pr. siedelt nach Berlin über.

In Kerzal bei Manchester starb am 13. Januar der Chemiker Edward Schunck, 83 Jahre alt, in San Remo der frühere Professor der Physik an der Universität Turin Senator Dr. Felice Garelli, 73 Jahre alt, in St. Petersburg der Professor der Physik Dr. Latschinow, Sir W. Stokes ist am 2. Februar in London gestorben.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.